



**FACULDADE DE  
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA**

**RUI PEDRO F. M. PEREIRA**

# **AVANÇOS EM ESQUEMAS DE BOMBEAMENTO PARA LASERS DE DISCO FINO**

Dissertação apresentada para obtenção do  
Grau de Doutor em Engenharia Física –  
especialidade de Óptica Aplicada pela  
Universidade Nova de Lisboa, Faculdade de  
Ciências e Tecnologia

Lisboa  
Março de 2010

Para a Sílvia e Rita

# *Agradecimentos*

Ao Professor Doutor Dawei Liang pela orientação científica, dedicação, ajuda, total disponibilidade e em especial pela grande amizade que demonstrou ao longo de todo o tempo de realização do projecto. A convivência com ele foi extremamente enriquecedora não só ao nível científico mas também na vertente humana e inter-relacional. As memórias dos momentos passados ao longo destes 5 anos não se irão certamente desvanecer com o passar do tempo.

À Doutora Helena Gouveia pela orientação científica e coordenação empresarial, ajuda, disponibilidade e amizade demonstrada. A perspectiva empresarial que me foi por ela transmitida, foi determinante no rumo da investigação desenvolvida neste projecto.

Aos colegas do laboratório de Lasers do CEFITEC e de um modo geral a todos os que, no Departamento de Física, contribuíram para a realização deste trabalho. Um agradecimento especial ao Doutor Pedro Henriques Bernardes pela amizade e colaboração demonstradas.

Aos colegas do Instituto de Soldadura e Qualidade, em especial ao Doutor Paulo Morais pelo apoio e disponibilidade demonstrados ao longo da realização deste projecto.

Ao Doutor Andreas Voß e ao Prof. Doutor Thomas Graf, do Institut für Strahlwerkzeuge da Universität Stuttgart pelo acolhimento e aprendizagem que me proporcionaram durante a realização de dois estágios em tão prestigiada instituição. Agradeço em especial à Engenheira Birgit Weichelt e ao Doutor Abdou Ahmed Marwan pela amizade, colaboração e ajuda demonstradas.

Ao Instituto de Soldadura e Qualidade pelo acolhimento como aluno de Doutoramento e pelo pagamento, em conjunto com a Fundação para a Ciência e a Tecnologia, de uma bolsa de Doutoramento em Empresa.

À Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade Nova de Lisboa pelo acolhimento como aluno de Doutoramento. Foi para mim uma honra poder estudar nesta prestigiada instituição.

À Fundação para a Ciência e a Tecnologia, pela atribuição de uma bolsa de Doutoramento em Empresa.

Aos meus pais, Manuela Martins e António Martins, e à minha família pelo apoio e incentivo que demonstraram.

À minha filha, Rita Pereira pela fonte de inspiração e motivação que para mim representa.

À minha mulher, Sílvia Pereira, pela força, incentivo, compreensão, respeito e principalmente pelo amor que sempre demonstra por mim.

# *Sumário*

Apresentam-se nesta dissertação avanços nas configurações de bombeamento para lasers de disco fino. É proposto um inovador esquema de bombeamento por multipassagem onde o número de passagens da radiação de bombeamento através do meio activo é significativamente aumentado, comparativamente aos esquemas de bombeamento tradicionalmente utilizados nos lasers de disco fino. Desta forma, obtém-se uma elevada eficiência de absorção, uma alta densidade de potência de bombeamento e melhor eficiência de refrigeração do disco. A razão entre a área refrigerada e o volume bombeado pode ser aumentada através da redução da espessura do disco, resultando no aumento da qualidade de feixe laser para a gama de potências de Kilowatt.

A influência que os esquemas de bombeamento propostos têm na performance do laser de disco é avaliada através da modelação dos componentes ópticos do sistema num software de traçado de raios não sequencial tridimensional. O espectro de absorção do Yb:YAG é definido no ambiente ZEMAX<sup>®</sup> para diferentes dopagens de Yb<sup>3+</sup>, obtendo-se as correspondentes curvas de eficiência de absorção, variando o número de passagens do sistema de multipassagem e espessura do meio activo. A cavidade de ressonância é modelada computacionalmente através do software LASCAD<sup>®</sup> de acordo com os efeitos térmicos e estruturais causados pelo processo de bombeamento. São obtidas as curvas de optimização da reflectividade do acoplador de saída, potência multimodo e potência TEM<sub>00</sub>. É analisada a influência da dopagem do material, número de passagens e espessura do meio activo na eficiência óptica do sistema e na qualidade do feixe laser.

Construiu-se e testou-se um laser de disco de baixa potência, obtendo-se uma eficiência de declive de 55% e uma potência laser de 29,6W para um comprimento de onda de 1,03μm. Verificou-se a concordância entre os resultados experimentais e os resultados modelados, validando o procedimento de modelação adoptado pelo autor.

São introduzidos novos esquemas de reconfiguração / homogeneização de radiação de bombeamento proveniente de módulos de laser díodos para aplicação em sistemas de laser de disco de altas potências através da utilização de fibras ópticas e guias de onda. Através da configuração com fibras ópticas, a densidade de potência no disco é aumentada para mais do

que o dobro, comparativamente aos sistemas tradicionais, mantendo a abertura numérica da radiação constante. A configuração que utiliza fibras ópticas foi construída e testada, apresentando uma eficiência de transmissão de 80%. A homogeneidade da radiação à saída das fibras foi observada. Através da modelação dos esquemas propostos, obteve-se um perfil ideal de potência absorvida pelo disco, resultando na melhoria significativa da qualidade de feixe laser. O desenvolvimento futuro passa pelo uso de fibras ópticas de diâmetro e abertura numérica superiores e concentração de OH inferior, permitindo temperaturas de operação até 900°C.

# *Abstract*

Advances in thin disk laser pumping configurations are herein presented. A new multipass pumping scheme is proposed where the number of pumping passes is significantly increased compared to the traditional thin-disk laser configurations, leading both to high absorption efficiency, large effective pump power density and better disk cooling efficiency. The ratio of cooling surface to pumped volume can also be increased by reducing the disk thickness, resulting in higher laser beam quality for kW regime.

The influences of the new pumping geometries on the laser performance are analysed through the modelling of the optical components in a non-sequential 3D ray-tracing software. The absorption spectrum of the Yb:YAG medium is properly modelled in ZEMAX<sup>®</sup> for different Yb<sup>3+</sup> doping concentrations and the absorption efficiency curves are obtained accordingly for different doping concentrations, number of pump passes and different thicknesses. To model the laser resonant cavity, the absorbed pump power data is used in LASCAD<sup>®</sup>. The temperature, the pump power density and the stress effects on the disk are calculated and considered in the resonator optimization. The output coupler reflectivity is optimized and the laser output powers both for multimode and TEM<sub>00</sub> operation are obtained. The influence of the doping concentration, number of pump passes and disk thicknesses on both the optical-optical efficiency and the laser beam quality M-factors is analysed.

A thin-disk laser experimental setup was built and tested for low power. 55% of slope efficiency was measured with an output power of 29,6W at 1,03μm. Experimental results and modelled analyses were in good agreement, confirming the adopted modelling procedure.

New beam shaping techniques are also introduced whereby the output power from a high-power laser-diode stack is efficiently coupled, reconfigured and transmitted to a thin-disk laser by means of a compact optical fibre bundle or a fused silica particular homogenizer. By using the optical fibre bundle technique the power density is increased by a factor of 2 when compared to the direct coupling with a cylindrical fused silica rod while the numerical aperture is kept constant. More than 350W were experimentally measured for the optical fibre beam shaper, corresponding to 80% of transmission efficiency. The pump power homogeneity was also observed at its output face as expected. Top-hat distribution for both

the proposed beam shaping techniques is numerically calculated at the thin disk laser crystal, leading to the laser beam quality improvements. Further improvements in the efficiency and higher pump powers are already under development with lower OH optical fibres with a NA of 0.26, allowing higher operating temperatures up to 900 °C.



# *Simbologia e notações*

$g(r)$	Perfil de ganho
$h$	Constante de plank
$\nu$	Frequência do fóton incidente
$n_1$	Densidade de população do nível inferior
$n_2$	Densidade de população do nível superior da transição
$g_i$	Grau de degenerescência do nível $i$
$\rho(\nu)$	Densidade de energia com a frequência $\nu$
$A_{21}$	Coefficiente de Einstein de emissão espontânea
$B_{21}$	Coefficiente de Einstein de emissão estimulada
$B_{12}$	Coefficiente de Einstein de absorção
$\tau_{21}$	Tempo de vida da emissão espontânea
$W_{14}$	Probabilidade de absorção de um fóton de bombeamento
$\tau_S$	Tempo médio de vida de um fóton num estado excitado
$p$	Densidade fotónica
$\sigma$	Secção eficaz de absorção e emissão de um fóton
$P_{out}$	Potência de saída laser
$T$	Transmissão do acoplador de saída
$L$	Perdas da cavidade de ressonância
$P_b$	Potência de bombeamento
$P_{th}$	Potência de bombeamento para operação limiar
$P_S$	Potência de saturação
$\sigma_S$	Declive da curva de eficiência
$\eta_C$	Eficiência de conversão eléctrica-óptica
$\eta_T$	Eficiência de transferência
$\eta_A$	Eficiência de absorção
$\eta_U$	Eficiência do nível superior de energia
$\eta_S$	Eficiência de sobreposição
$\lambda_p$	Comprimento de onda de bombeamento
$\sigma_p$	Pico da secção eficaz de absorção
$\Delta\lambda_p$	Largura de banda de absorção
$\phi_p$	Densidade de saturação de absorção

$I_{\min}$	Densidade de potência mínima de bombeamento
$\lambda_l$	Comprimento de onda de emissão laser
$\sigma_l$	Pico da secção eficaz de emissão laser
$\Delta\lambda_l$	Largura de banda de emissão laser
$\Gamma_{l,\text{sat}}$	Fluência de saturação de emissão laser
$\varphi_l$	Densidade de saturação de emissão laser
$\tau$	Tempo de vida do estado excitado
$\alpha_D$	Coefficiente de absorção do meio activo bombeado por laser dío
$l$	Extensão do percurso óptico no meio activo
$\eta_Q$	Eficiência quântica
$\eta_S$	Factor de Stokes
$I_B(r)$	Perfil do feixe laser
$w$	Raio da cintura do modo
$g_0$	Coefficiente de ganho de pequenos sinais
$\eta_{\text{Total}}$	Eficiência total de um sistema laser
$\alpha_x$	ângulo de divergência no plano $XZ$
$G_i$	Factor supergaussiano na direcção $i$
$k$	Coefficiente de condutividade térmica
$\varepsilon_{ij}$	Tensor de deformação
$\alpha_i$	Coefficiente de expansão térmica
$E$	Módulo elástico
$\sigma_{ij}$	Tensor de tensões
$u_i$	Deslocamento
$f$	Distância focal
$n$	Índice de refração do material
$a$	Abertura da parábola
$\Delta_{fx}$	Raio da imagem formada no foco da parábola
$NA$	Abertura numérica
$D_{\text{foco},i}$	Diâmetro da imagem formada no plano focal $iy$ de um espelho parabólico
$M_{\text{sis},i}$	Magnificação do sistema de focagem
$\alpha(\lambda)$	Coefficiente de absorção

# Índice de matérias

AGRADECIMENTOS .....	III
SUMÁRIO.....	V
ABSTRACT .....	VII
SIMBOLOGIA E NOTAÇÕES .....	IX
ÍNDICE DE MATÉRIAS.....	XI
ÍNDICE DE FIGURAS .....	XIII
ÍNDICE DE QUADROS .....	XVIII
PREFÁCIO .....	XIX
1. INTRODUÇÃO .....	1
2. LASERS DE ESTADO SÓLIDO .....	9
2.1. Amplificação óptica .....	10
2.2. Sistemas laser com materiais dopados com itérbio .....	13
2.3. Oscilador laser .....	19
2.4. Laser de disco .....	24
3. FERRAMENTAS PARA MODELAÇÃO NUMÉRICA DO SISTEMA LASER .....	33
3.1. Modelação de sistemas ópticos.....	34
3.2. Desenho e modelação de cavidades de ressonância.....	41
4. ESQUEMAS DE MULTIPASSAGEM PARA LASERS DE DISCO.....	49
4.1. Aplicação de esquemas de multipassagem em bombeamento de lasers de disco.....	50
4.2. Sistema de multipassagem “Multipass 16” .....	52
4.3. Sistema de multipassagem “Multipass 32” .....	54
4.4. Sistema de multipassagem “Multipass 48” e “Multipass 64” .....	56
4.5. Modelação do sistema óptico de bombeamento.....	58
4.6. Modelação de cavidades de ressonância.....	92
4.7. Ensaios experimentais do sistema laser de disco em regime de baixa potência e modo de operação de onda contínua .....	106
5. BOMBEAMENTO DE LASERS DE DISCO EM REGIME DE ALTAS POTÊNCIAS .....	118
5.1. Fontes de bombeamento para lasers de disco em regime de kilowatt .....	120
5.2. Modelação da fonte radiante e sistema de focagem .....	122
5.3. Reconfiguração / homogeneização de radiação laser proveniente de fontes de laser díodos com guia de onda cilíndrica .....	124
5.4. Reconfiguração / homogeneização de radiação laser proveniente de fontes de laser díodos com guia de onda octogonal.....	129
5.5. Reconfiguração / homogeneização de radiação laser proveniente de fontes de laser díodos com guia de onda cilíndrica/octogonal/cilíndrica.....	131
5.6. Reconfiguração / homogeneização de radiação laser proveniente de fontes de laser díodos com fibras ópticas e guia de onda cilíndrica.....	134
5.7. Análise de performance dos sistemas de reconfiguração / homogeneização .....	137
5.8. Implementação e ensaios de transmissão do sistema de reconfiguração / homogeneização de radiação de bombeamento com fibras ópticas e guia de onda cilíndrica .....	147
6. MODELAÇÃO E RESULTADOS DE NOVAS CAVIDADES PARA LASERS DE ESTADO SÓLIDO.....	155
6.1. Laser solar de nd:yag com excelente capacidade de compensação de erros de seguimento .....	157
6.2. Melhoramento simultâneo da qualidade de feixe laser e da capacidade de compensação de erros de seguimento em lasers solares com guias de onda.....	159

6.3. Produção de laser de estado sólido com transmissão por fibras ópticas e concentração de energia solar.....	162
6.4. Melhoria do desempenho de lasers solares utilizando uma cavidade de bombeamento elíptica truncada.....	164
6.5. Laser solar eficiente através do uso de uma cavidade de bombeamento com guias de onda /CPC bidimensional.....	166
6.6. Melhoria significativa na potência laser $TEM_{00}$ de um laser solar através de um esquema de guias e onda e cavidade elíptica .....	169
6.7. Bombeamento com laser díodos de um laser de estado sólido através de um CPC bidimensional e uma cavidade elíptica com elementos ópticos interventivos.....	171
7. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	173
8. BIBLIOGRAFIA .....	178
9. ANEXOS .....	189
9.1. Anexo 1 .....	190
9.2. Anexo 2 .....	192
9.3. Anexo 3 .....	194

# Índice de figuras

Fig. 2.1 – Representação dos sistemas de três níveis (esquerda), quatro níveis (centro) e quasi-três níveis (direita)	16
Fig. 2.2 – Diagrama de níveis de energia do Yb:YAG	17
Fig. 2.3 – Variação das secções eficazes de emissão e absorção com o comprimento de onda para o Yb:YAG à temperatura 300°K	18
Fig. 2.4 – Esquema de funcionamento de um oscilador para um laser de estado sólido	19
Fig. 2.5 – Diagrama energético de um sistema laser de estado sólido	20
Fig. 2.6 – Esquema do conceito de laser de disco	24
Fig. 2.7 – Esquema tridimensional do laser de disco com 8 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo	27
Fig. 2.8 – Esquema do laser de disco com 16 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo	28
Fig. 2.9 – Esquema do laser de disco com 24 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo	30
Fig. 3.1 – Exemplos de tipos de fontes emisoras de raios no ZEMAX®	35
Fig. 3.2 – Lista de alguns dos parâmetros a definir na fonte radiante laser díodos	35
Fig. 3.3 – Selecção do parâmetro “Material” no menu editor de componentes não sequenciais	37
Fig. 3.4 – Catálogo de materiais disponibilizados pelo ZEMAX®	37
Fig. 3.5 – Dados de transmissão para o Yb:YAG	38
Fig. 3.6 – Espectro de transmissão em função do comprimento de onda para o Yb:YAG dopado a 6% com uma espessura de 230µm na configuração de 24 passagens	39
Fig. 3.7 – Definição do tipo de revestimento aplicado a cada face do objecto seleccionado	39
Fig. 3.8 – Definição dos elementos que compõem a cavidade de ressonância	42
Fig. 3.9 – Definição das distâncias entre componentes e distâncias focais de cada componente	42
Fig. 3.10 – Diagrama de estabilidade da cavidade de ressonância	43
Fig. 3.11 – Diagrama com informação das dimensões do feixe no interior da cavidade de ressonância	43
Fig. 3.12 – (a) Modelos pré-definidos de meios activos com distribuição de potência absorvida	44
Fig. 3.13 – Perfil de bombeamento segundo especificações parametrizadas na Fig. 3.12	45
Fig. 3.14 – (a) Parametização do sistema de refrigeração do meio activo. (b) Características do meio activo	46
Fig. 3.15 – Método utilizado pelo LASCAD® para aplicação do método FEA	47
Fig. 3.16 – Aproximação parabólica para determinação do elemento representativo do meio activo no interior da cavidade de ressonância	48
Fig. 4.1 – Esquema de bombeamento de um laser de disco em configuração de bombeamento lateral e o correspondente perfil de bombeamento	50
Fig. 4.2 – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando apenas um plano de bombeamento	52
Fig. 4.3 – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando dois planos de bombeamento	54
Fig. 4.4 – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando dois planos de bombeamento	55
Fig. 4.5 – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando três planos de bombeamento	56
Fig. 4.6 – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando quatro planos de bombeamento	57
Fig. 4.7 – Parametização da fonte de bombeamento “Source Radial”	58
Fig. 4.8 – Parametização das lentes de colimação do feixe de bombeamento	60
Fig. 4.9 – Processo de verificação da precisão do sistema de colimação	61
Fig. 4.10 – Perfil lateral da distribuição angular de radiação colimada incidente no detector segundo o eixo X e Y	61
Fig. 4.11 – Representação da secção transversal do espelho parabólico para determinação das dimensões do foco em função da divergência da radiação colimada	63
Fig. 4.12 – Parametização do espelho parabólico	65
Fig. 4.13 – Representação 3D da focagem do feixe de bombeamento colimado pelo espelho parabólico	66
Fig. 4.14 – Distribuição de radiação incidente na zona focal do espelho parabólico (unidades verticais em W/cm <sup>2</sup> )	67
Fig. 4.15 – Distribuição de radiação incidente na zona focal do espelho parabólico, quando a extremidade da fibra óptica é uma elipse (unidades verticais em W/cm <sup>2</sup> )	67
Fig. 4.16 – Representação 3D da extremidade da fibra óptica com ângulo de compensação de excentricidade da distribuição de radiação incidente no detector	68

Fig. 4.17 – Representação 3D do esquema modelado de multipassagem.....	69
Fig. 4.18 – Representação 3D do esquema modelado de multipassagem completo .....	70
Fig. 4.19 – Sistema de multipassagem com 16 passagens e possibilidade de seccionamento do espelho parabólico pela linha a tracejado .....	71
Fig. 4.20 – Representação 3D do sistema de multipassagem com 32 passagens.....	72
Fig. 4.21 – Representação 3D do sistema de multipassagem com $2 \times 16$ passagens .....	72
Fig. 4.22 – Distribuição de fluxo incidente na zona focal do espelho parabólico (unidades verticais em W) utilizando duas fontes riantes com $600\mu\text{m}$ e $200\mu\text{m}$ de diâmetro no esquema Multipass32 .....	73
Fig. 4.23 – Representação 3D do sistema de multipassagem com 48 passagens.....	74
Fig. 4.24 – Representação 3D do sistema de multipassagem com 64 passagens.....	74
Fig. 4.25 – Representação 2D do sistema de multipassagem com 64 passagens.....	75
Fig. 4.26 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para vários níveis de dopagem, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para a configuração de 16 passagens.....	77
Fig. 4.27 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 6%.....	78
Fig. 4.28 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 7%.....	78
Fig. 4.29 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8%.....	79
Fig. 4.30 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 9%.....	79
Fig. 4.31 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 10%.....	80
Fig. 4.32 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 11%.....	80
Fig. 4.33 – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 12%.....	81
Fig. 4.34 – Secção eficaz de absorção em função do comprimento de onda para o $\text{Yb}:\text{YAG}$ à temperatura de $300^\circ\text{K}$ .....	82
Fig. 4.35 – Espectro de transmissão de um cristal de $\text{Yb}:\text{YAG}$ com espessura $200\mu\text{m}$ e dopagem de 8% de $\text{Yb}^{3+}$ numa configuração de 16 passagens .....	83
Fig. 4.36 – Fórmulas de dispersão disponibilizadas pelo ZEMAX <sup>®</sup> para cálculo do diagrama de dispersão do material .....	84
Fig. 4.37 – Diagrama de dispersão para o material $\text{Yb}:\text{YAG}$ calculado em ZEMAX <sup>®</sup> através da equação de Sellmeier .....	84
Fig. 4.38 – Representação 3D do posicionamento do meio activo no foco do espelho parabólico .....	85
Fig. 4.39 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 6% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	86
Fig. 4.40 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 7% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	87
Fig. 4.41 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	87
Fig. 4.42 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 9% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	88
Fig. 4.43 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 10% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	88
Fig. 4.44 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 11% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	89

Fig. 4.45 – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 12% calculado em ZEMAX <sup>®</sup> .....	89
Fig. 4.46 – Distribuição de potência absorvida pelo meio activo na configuração Multipass32 para discos com espessuras de 80 $\mu\text{m}$ , 200 $\mu\text{m}$ e 300 $\mu\text{m}$ (unidades verticais em W) .....	91
Fig. 4.47 – Importação do ficheiro com dados de potência absorvida pelo meio activo .....	92
Fig. 4.48 – Definição dos parâmetros de refrigeração do meio activo .....	93
Fig. 4.49 – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80 $\mu\text{m}$ , 200 $\mu\text{m}$ e 300 $\mu\text{m}$ de espessura com 10% de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ na configuração de bombeamento com 16 passagens .....	94
Fig. 4.50 – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80 $\mu\text{m}$ , 200 $\mu\text{m}$ e 300 $\mu\text{m}$ de espessura com 10% de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ na configuração de bombeamento com 32 passagens .....	95
Fig. 4.51 – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80 $\mu\text{m}$ , 200 $\mu\text{m}$ e 300 $\mu\text{m}$ de espessura com 10% de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ na configuração de bombeamento com 64 passagens .....	96
Fig. 4.52 – Representação da cavidade de ressonância e feixe laser nos planos de propagação $X\text{-}Z$ e $Y\text{-}Z$ .....	97
Fig. 4.53 – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 6% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	99
Fig. 4.54 – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	99
Fig. 4.55 – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 10% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	100
Fig. 4.56 – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 12% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	100
Fig. 4.57 – Resultados de componente $M_x^2$ do factor de qualidade de feixe laser em função da potência absorvida pelo meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	102
Fig. 4.58 – Resultados de componente $M_y^2$ do factor de qualidade de feixe laser em função da potência absorvida pelo meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para um nível de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	102
Fig. 4.59 – Resultados de componente $M_x^2$ do factor de qualidade de feixe laser em função da eficiência óptica para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para níveis de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% e 12% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	104
Fig. 4.60 – Resultados de componente $M_y^2$ do factor de qualidade de feixe laser em função da eficiência óptica para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento $\lambda = 941\text{nm}$ à temperatura $T = 300^\circ\text{K}$ para níveis de dopagem de $\text{Yb}^{3+}$ de 8% e 12% calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	104
Fig. 4.61 – Perfil energético do feixe laser a uma distância de 5cm do acoplador de saída calculado em LASCAD <sup>®</sup> .....	105
Fig. 4.62 – Fotografia dos discos L1038 e L1039 .....	107
Fig. 4.63 – Fotografias das franjas de interferência para medição do raio de curvatura do disco L1037 .....	108
Fig. 4.64 – Resultado de medição de raio de curvatura do disco L1037 .....	109
Fig. 4.65 – Fotografia de um disco destruído devido à existência de defeitos na camada de revestimento de alta-reflexão .....	110
Fig. 4.66 – Análise microscópica das superfícies (a) traseira com revestimento de alta-reflexão e (b) frontal com revestimento de anti-reflexão do disco L1037 através de microscopia de campo escuro .....	111
Fig. 4.67 – Análise microscópica da superfície de revestimento de alta reflexão do disco L1037 através de microscopia de Nomarski .....	111
Fig. 4.68 – Análise microscópica da superfície frontal com revestimento de anti-reflexão do disco L1041 com detecção de superfície danificada através de microscopia de campo escuro .....	112
Fig. 4.69 – Análise microscópica do revestimento de alta-reflexão do disco L1040 aplicado na face traseira com detecção de defeitos (a verde) através de microscopia de Nomarski .....	112
Fig. 4.70 – Fotografia (a) do espelho parabólico e (b) dos espelhos de multipassagem .....	113
Fig. 4.71 – Fotografia do interior de um sistema laser de disco .....	114
Fig. 4.72 – Esquema da cavidade de ressonância .....	115
Fig. 4.73 – Alinhamento da cavidade de ressonância com um laser de He-Ne .....	115
Fig. 4.74 – Fotografia da cavidade de bombeamento durante o processo de emissão laser .....	116

Fig. 4.75 – Esquema da cavidade de ressonância .....	117
Fig. 5.1 – Esquema de bombeamento de um laser de disco bombeado por um módulo de laser díodos.....	120
Fig. 5.2 – Sistema de focagem da radiação proveniente de um módulo de laser díodos para a guia de onda de secção circular.....	123
Fig. 5.3 – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda cilíndrica ao longo do seu comprimento (escala cromática) .....	126
Fig. 5.4 – Guia de onda cilíndrica modificada.....	127
Fig. 5.5 – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda cilíndrica modificada ao longo do seu comprimento (escala cromática) .....	128
Fig. 5.6 – Guia de onda octogonal.....	129
Fig. 5.7 – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda de secção octogonal ao longo do seu comprimento (escala cromática) .....	130
Fig. 5.8 – Guia de onda com três secções de homogeneização .....	132
Fig. 5.9 – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda com três secções ao longo do seu comprimento (escala cromática) .....	133
Fig. 5.10 – Esquema de reconfiguração usando fibras ópticas e guia de onda cilíndrica .....	134
Fig. 5.11 – Evolução do perfil de radiação através das fibras ópticas e guia de onda cilíndrica (escala cromática) .....	136
Fig. 5.12 – Esquema de bombeamento utilizado com aplicação de um diafragma para bloqueio da radiação colimada não útil.....	138
Fig. 5.13 – Perfil de potência absorvida pelo disco para as várias configurações de homogeneização estudadas. (a) Guia de onda cilíndrica simples, (b) Guia de onda cilíndrica modificada, (c) Guia de onda octogonal, (d) Guia de onda de três secções, (e) Fibras ópticas Ø1.5mm, (f) Fibras ópticas Ø1.6mm e (g) Fibras ópticas Ø1.7mm.....	141
Fig. 5.14 – Esquema da cavidade de ressonância utilizada nos sistemas de alta potência estudados.....	142
Fig. 5.15 – Potência laser em função da reflectividade do acoplador de saída para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens .....	143
Fig. 5.16 – Potência laser multimodo em função da potência absorvida para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens .....	143
Fig. 5.17 – Potência laser TEM <sub>00</sub> em função da potência absorvida para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens .....	144
Fig. 5.18 – Perfil de feixe obtido em LASCAD <sup>®</sup> para os sistemas laser nas configurações com (a) guia de onda cilíndrica simples, (b) guia de onda cilíndrica modificada, (c) guia de onda octogonal, (d) guia de onda de três secções, (e) fibras ópticas de 1,5mm de diâmetro, (f) fibras ópticas com 1,6mm de diâmetro e (g) fibras ópticas com 1,7mm de diâmetro .....	146
Fig. 5.19 – Potência óptica e temperatura de refrigeração em função da corrente aplicada ao LD .....	147
Fig. 5.20 – Eficiência eléctrica-óptica em função da potência óptica do LD .....	147
Fig. 5.21 – (a) Laser díodos utilizado e (b) montagem do sistema de focagem.....	148
Fig. 5.22 – Fotografia da superfície lateral da extremidade de entrada de uma das fibras ópticas centrais.....	150
Fig. 5.23 – Fotografias de superfícies danificadas durante o transporte e limpeza das fibras .....	150
Fig. 5.24 – Fotografias de superfícies de qualidade admissível após novo polimento no IFSW.....	151
Fig. 5.25 – Procedimento de alinhamento da extremidade das fibras ópticas com o sistema de focagem .....	151
Fig. 5.26 – Arranjo experimental para ensaios de homogeneização e transmissão de radiação de bombeamento através de fibras ópticas.....	152
Fig. 5.27 – Visualização do feixe homogeneizado à saída das fibras ópticas.....	152
Fig. 5.28 – Resultados experimentais e simulados de transmissão de radiação através das fibras ópticas e respectiva temperatura medida nas fibras .....	153
Fig. 5.29 – Medição da temperatura nas fibras ópticas para 100W e 450W de potência de bombeamento .....	154
Fig. 6.1 – Ilustração de um CPC bidimensional .....	157
Fig. 6.2 – Ilustração do APC-CPC proposto.....	158
Fig. 6.3 – Ilustração da cavidade de bombeamento elíptica proposta.....	159
Fig. 6.4 – Sistema de acoplamento eficiente de radiação solar a um cabo de fibras ópticas .....	162
Fig. 6.5 – (a) Fotografia do acoplamento entre a extremidade de saída das fibras ópticas e a cabeça laser e (b) resultados de emissão laser .....	163
Fig. 6.6 – Cavidade elíptica truncada em sílica fundida com reflector de ouro.....	164
Fig. 6.7 – Cavidade de guias de onda e CPC bidimensional .....	166
Fig. 6.8 – Potência laser multimodo e TEM <sub>00</sub> calculada numericamente em função do diâmetro do cristal para as duas configurações em estudo (versão não optimizada e versão optimizada) .....	167
Fig. 6.9 – Perdas de eficiência causadas por erros de seguimento solar e alinhamento em função do diâmetro do cristal para as duas configurações em estudo (versão não optimizada e versão optimizada).....	167
Fig. 6.10 – Cavidade de guias de onda e CPC bidimensional .....	168
Fig. 6.11 – Cavidade com guias de onda e cavidade elíptica bidimensional reflectora.....	169



Fig. 6.12 – Potência laser em função do diâmetro do cristal para vários diâmetros da face de entrada das guias de onda.....	170
Fig. 6.13 – Esquema de bombeamento proposto .....	172

# *Índice de quadros*

Quadro 2.1 – Parâmetros espectroscópicos do Nd:YAG e do Yb:YAG <sup>13</sup> à temperatura 300°K .....	18
Quadro 4.1 – Características dos discos utilizados nos ensaios de baixa potência .....	107
Quadro 4.2 – Raios de curvatura dos discos medidos por interferência .....	109
Quadro 5.1 – Parâmetros seleccionados para as lentes de focagem da radiação de bombeamento .....	123
Quadro 5.2 – Resultados simulados de potência colectada, potência absorvida e diâmetro do foco de bombeamento projectado no disco para os diferentes esquemas de homogeneização da radiação .....	139
Quadro 5.3 – Comprimento da cavidade de ressonância otimizada para cada esquema de homogeneização ...	142
Quadro 5.4 – Potência laser e respectivas componentes do factor de qualidade de feixe laser para as configurações que utilizam guias de onda, calculado através do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos .....	145
Quadro 6.1 – Eficiência de transferência variando o diâmetro do detector no interior dos cristais laser com 6,35mm e 4mm .....	160
Quadro 6.2 – Desempenho da cavidade para cristais de Nd:YAG com diferentes diâmetros .....	165

# *Prefácio*

O trabalho descrito na presente dissertação foi desenvolvido no âmbito de um projecto de Doutoramento em Empresa, no Grupo de Lasers da linha de Instrumentação do Centro de Física e Investigação Tecnológica (CEFITEC), Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa (FCT/UNL), e a empresa de acolhimento é o Instituto de Soldadura e Qualidade (ISQ). Este projecto decorreu sob orientação científica do Prof. Doutor Dawei Liang e sob coordenação empresarial da Dr.<sup>a</sup> Helena Gouveia entre Outubro de 2005 e Janeiro de 2010. A concretização deste trabalho foi possível graças ao financiamento concedido em partes iguais pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia, sob a forma de uma bolsa individual para doutoramento em empresa. No âmbito deste projecto estabeleceu-se uma colaboração com o Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) da Universität Stuttgart, através do Dr. Andreas Voß e do Prof. Dr. Thomas Graf na área dos lasers de disco.

O trabalho apresentado possui uma abrangente componente de modelação computacional de sistemas laser, validada pela componente experimental. Os resultados experimentais foram condicionados à disponibilidade e recursos existentes na FCT/UNL, ISQ e IFSW. Efectuaram-se duas tentativas de financiamento sem sucesso (a primeira no âmbito dos projectos da Fundação para a Ciência e a Tecnologia em 2006 com avaliação de Muito Bom e a segunda no âmbito dos projectos IDEIA também em 2006). Uma terceira tentativa de financiamento, no âmbito dos projectos QREN viria, no entanto a ser aprovada, com resposta positiva em Março de 2010.

A tese baseia-se em trabalho científico publicado em vários artigos e apresentado em congressos internacionais. A parte mais importante do trabalho descrito, encontra-se no entanto em processo de submissão de patente, não tendo sido consequentemente possível publicá-lo ou apresentá-lo. A tese contém uma parte introdutória sobre lasers de estado sólido e processos de conversão de energia. No capítulo seguinte, introduzem-se as ferramentas utilizadas no processo de modelação computacional de sistemas laser. Introduz-se no capítulo 4 o esquema de bombeamento para lasers de disco proposto. Os resultados da modelação são comparados com resultados experimentais, validando o procedimento adoptado. O capítulo seguinte é dedicado à resolução de vários desafios que se colocam no regime de altas potências. No capítulo 6 apresentam-se trabalhos práticos e de modelação de lasers de estado

sólido que se efectuaram recorrendo a energia solar e também a lasers díodos. No último capítulo apresentam-se as conclusões retiradas do trabalho desenvolvido, fazendo referência ao trabalho futuro na área dos lasers de disco.

# *Capítulo 1*

## **1. INTRODUÇÃO**

A tecnologia laser tem despoletado um enorme interesse desde a invenção do primeiro laser de rubi, por Maiman<sup>1</sup> em 1960. Diferentes materiais activos originam diferentes comprimentos de onda de emissão laser, resultando em diversas aplicações para esta tecnologia, entre as quais se destacam as aplicações industriais como: micro-marcação, micro-soldadura, micro-furação, corte, etc. O uso dos lasers ao nível industrial veio revolucionar aspectos como o tempo dispendido, a qualidade de acabamento, a precisão e consequentemente o preço dos processos industriais, onde anteriormente se recorria a processos mecânicos. No entanto, para que seja rentável ao nível da indústria, é indispensável que os lasers de alta potência verifiquem algumas condições: o feixe laser deverá possuir elevada qualidade, o bombeamento deverá ser eficiente, deverá ser possível obter uma boa concentração da radiação laser na peça de trabalho, o sistema terá que ser fiável, com um longo tempo de vida e compacto. Os lasers mais utilizados na indústria são actualmente os lasers de CO<sub>2</sub> e os lasers de estado sólido. No entanto, lasers com comprimento de onda próximo de 1µm são especialmente interessantes para este tipo de aplicações, dado que a maioria dos materiais envolvidos possuem uma absorção superior na proximidade deste comprimento de onda. A adicionar a este facto, verifica-se também a criação de plasmas em menor quantidade nesta banda de comprimentos de onda<sup>2</sup>. Os lasers de estado sólido caracterizam-se pelo facto de o meio activo ser geralmente um cristal ao qual é adicionado um dopante. Este tipo de lasers apresenta-se numa grande variedade de comprimentos de onda e potências, desde poucos miliwatts até dezenas de kilowatts.

Durante as duas últimas décadas assistiu-se a uma verdadeira revolução nos tipos e níveis de performance dos lasers de estado sólido, devido principalmente ao desenvolvimento, no final dos anos 80, de lasers díodos de alta potência (>50W), alta eficiência (>50%), alta temperatura (>300K) e ao desenvolvimento dos módulos de laser díodos (*laser-diode stack*)<sup>3</sup>. Actualmente, existem lasers díodos com potências superiores a 120W e eficiências superiores a 85%. Comparando com as tradicionais lâmpadas (pulsadas ou contínuas) de largo espectro de emissão, os laser díodos como fonte de bombeamento possuem um brilho espectral muito

superior com uma banda de emissão tipicamente de poucos nanómetros. Estas grandes vantagens, juntamente com o facto de serem sistemas bastante compactos, eficientes e apresentarem um longo tempo de vida útil com uma excelente qualidade de feixe, impulsionaram o desenvolvimento dos lasers de estado sólido, tanto bombeados pela extremidade como bombeados lateralmente, substituindo a tradicional fonte de bombeamento pelos laser díodos.

Na configuração de bombeamento pela extremidade, o feixe proveniente do laser díodos deverá ser circular, alinhado com o eixo óptico do meio activo (cilíndrico) e focado para o meio activo, coincidindo com o modo fundamental de emissão laser. Para baixas potências (<10W), a configuração de bombeamento pela extremidade tem sido a mais utilizada devido à superior eficiência, maior flexibilidade no desenho da cavidade de ressonância, diversidade de escolha do comprimento de onda de operação e relativa facilidade na selecção do modo fundamental transversal e polarização linear<sup>4</sup>.

Desta forma, é possível atingir grandes eficiências ópticas com qualidades de feixe muito altas<sup>5</sup>, características que se coadunam com as necessidades demonstradas actualmente pela indústria em aplicações de alta precisão<sup>6</sup>. No entanto, a indústria exige cada vez maiores potências, o que dificulta a conservação das referidas características dos lasers de baixa potência. Actualmente, a investigação científica na área dos lasers de estado sólido bombeados por laser díodos está direccionada principalmente para os lasers de fibra óptica<sup>7</sup>, lasers de disco<sup>8,9</sup> e para novos materiais activos como lasers de semicondutores<sup>10</sup> e cerâmicos<sup>11</sup>.

Existem diversas configurações para sistemas laser de estado sólido utilizando os laser díodos como fonte de bombeamento. A evolução dessas diferentes configurações visa essencialmente a optimização da qualidade do feixe, o aumento da eficiência do laser e a capacidade de amplificação do sistema para altas potências. Os maiores desafios que se colocam actualmente para que se obtenha sucesso num laser de estado sólido de alta potência são o modo como se remove ou lida eficientemente com a inevitável formação de calor no processo de bombeamento e a alta elipticidade característica dos feixes provenientes duma barra de laser díodos que dificulta a focagem dos mesmos para os níveis necessários à emissão de laser de alta qualidade. As consequências de um inadequado controlo sobre os processos térmicos associados ao bombeamento de um laser de estado sólido através de laser díodos são diversas, traduzindo-se em última análise num factor limitador da potência de saída do laser, bem como da sua qualidade de feixe. A distribuição não uniforme de calor no interior do meio activo,

típica dos lasers de estado sólido bombeados por laser díodos, bem como a propagação desse mesmo calor ao longo do meio activo, causa gradientes de temperatura e consequentemente gradientes no índice de refração do meio activo, resultando na formação de lentes térmicas. As referidas lentes térmicas causam a degradação do feixe laser, bem como a destabilização da cavidade de ressonância. Relacionados com estes efeitos surgem mais efeitos indesejáveis tais como a expansão térmica diferencial<sup>12</sup>, que provoca curvatura nas faces do meio activo, resultando igualmente na formação de lentes que alteram a propagação do feixe no interior da cavidade de ressonância. Associadas à referida expansão térmica diferencial, surgem as tensões induzidas, que limitam seriamente a eficiência dos sistemas em baixas potências ao introduzir birefringência radial, resultando frequentemente em perdas por despolarização e até na fractura do material com o aumento da potência de bombeamento. A extensão relativa destes efeitos no funcionamento do laser depende de vários factores, entre os quais se incluem: as características termo-mecânicas e termo-ópticas do meio activo, o perfil de absorção da radiação de bombeamento, a geometria do meio activo, a configuração da cavidade de ressonância e o esquema de refrigeração do meio activo.

Geralmente, o meio activo consiste num cristal ao qual é adicionado um dopante, tal como o neodímio, crómio, érbio, itérbio ou outros. Existem centenas de diferentes materiais activos no estado sólido com os quais se conseguiu a emissão de laser. No entanto, para fins industriais e comerciais o número é bastante reduzido. O Nd:YAG (neodymium-doped yttrium aluminium garnet) é actualmente o material activo mais usado para este fim.

O Nd:YAG permite um bombeamento eficiente através de lâmpadas devido às suas múltiplas bandas de absorção na zona visível do espectro, bem como ao seu sistema de quatro níveis de energia (*four-level* - 4L), resultando num baixo limiar de emissão laser (threshold), tendo em conta a densidade de potência de bombeamento. Por outro lado, devido à sua característica de 4L, o bombeamento deste material na sua banda de absorção mais proeminente (808nm) cria cerca de 30% de calor inútil. Com o uso de laser díodos como fonte de bombeamento, que possuem um brilho muito superior, o baixo limiar de emissão laser em relação à densidade de potência de bombeamento torna-se menos relevante. Assim, para lasers de estado sólido cujo bombeamento é efectuado por laser díodos, materiais activos que apresentem características de geração de calor substancialmente inferior às dos materiais dopados com neodímio tornam-se bastante atractivos, apesar de apresentarem consequentemente um superior limiar de emissão laser em relação à densidade de potência de bombeamento, típico de sistemas de quasi-três níveis (*quasi-three level* - Q3L). Alguns materiais com as referidas características têm-se revelado bastante promissores, em especial para altas potências. O Yb:YAG (yttrium

aluminium garnet dopado com itérbio)<sup>13-15</sup> possui as características pretendidas num laser de estado sólido de alta potência bombeado por laser díodos. A grande capacidade de armazenamento de energia e os elevados tempos de fluorescência nos materiais activos dopados com itérbio permitem elevados tempos de bombeamento (quatro vezes superiores aos do Nd:YAG). O defeito quântico (diferença entre as energias de um fóton de bombeamento e de um fóton de emissão laser) é também substancialmente inferior ao verificado nos materiais dopados com neodímio, reduzindo comparativamente ao Nd:YAG em cerca de 3 vezes o calor gerado, que é necessário dissipar de alguma forma, aumentando potencialmente a eficiência do laser. Por outro lado, o seu comportamento típico de lasers de *quasi* - três níveis (*quasi-three-level*) torna-o intrinsecamente mais sensível a variações de temperatura, sendo a densidade de potência de bombeamento necessária para atingir o limiar de emissão laser de  $2\text{kW/cm}^2$  para temperatura ambiente ( $25^\circ\text{C}$ ). Adicionalmente, para a produção eficiente de laser, a densidade de potência de bombeamento no meio activo deverá ser cinco vezes superior ao valor do limiar de emissão laser. Se esta grande densidade de potência for absorvida numa curta distância, poderá levar à criação de densidades de fluxo de calor na ordem de  $1\text{kW/cm}^2\text{s}$ . Consequentemente, a distância entre a fonte de calor (neste caso o volume bombeado) e o dissipador de calor (a superfície refrigerada do meio activo) deverá ser inferior a 1mm, evitando desta forma a criação de calor excessivo no meio activo<sup>16, 17</sup>.

A investigação científica e o desenvolvimento industrial têm-se concentrado na obtenção de esquemas de bombeamento que maximizem os benefícios do Yb:YAG, minimizando simultaneamente as desvantagens por ele apresentadas. Um dos esquemas que apresenta melhores resultados com este material como meio activo é o laser de disco<sup>18</sup>. Este esquema laser consegue combinar altas eficiências com a criação de lentes térmicas de baixa intensidade. A característica singular deste esquema é o uso de um meio activo muito fino com a forma de um disco, que é refrigerado axialmente através de uma das faces (ou as duas). Tipicamente, a face a ser refrigerada, que possui um revestimento de alta reflexão para os comprimentos de onda de bombeamento e laser, é fixada em contacto com um dissipador de calor. O fluxo de calor e consequentemente o gradiente térmico é aproximadamente paralelo ao feixe laser, evitando-se desta forma a formação de lentes térmicas intensas que tipicamente se verificam nos sistemas que usam meios activos cilíndricos e que condicionam fortemente a estabilidade dinâmica da cavidade de ressonância. Adicionalmente, dado que os efeitos de lentes térmicas residuais no meio activo (disco) são aproximadamente proporcionais ao quadrado da espessura do disco, estes efeitos podem ser drasticamente reduzidos simplesmente reduzindo a espessura do disco.



A amplificação do sistema laser de disco para altas potências é actualmente conseguida através do aumento da potência de bombeamento e do diâmetro de bombeamento na zona central do disco. Dado que o fluxo de calor é unidimensional, a densidade de potência de bombeamento máxima depende muito pouco deste parâmetro. Ao contrário dos esquemas típicos que usam meios activos cilíndricos, no sistema de laser de disco, o efeito de lentes térmicas (neste caso residuais) evolui de uma forma muito favorável com o aumento da potência de bombeamento. A componente esférica do efeito de lentes térmicas no meio activo depende essencialmente de dois factores: a rigidez do dissipador de calor onde o mesmo se encontra fixado (que terá que suportar as forças de torção induzidas termicamente que lhe são transmitidas pelo meio activo) e o perfil de bombeamento (preferencialmente uniforme no topo “*top-hat*”). Um bombeamento com perfil *top-hat* no meio activo combinado com um dissipador de calor que possua as características apropriadas e um meio activo suficientemente fino, resulta na minimização da componente esférica do efeito de lentes térmicas. Verifica-se que o seu efeito de focagem na cavidade de ressonância tende mesmo a decrescer com o aumento do diâmetro de bombeamento. Desta forma, a estabilidade dinâmica da cavidade de ressonância não será muito afectada com a amplificação do sistema em termos de potência. Relativamente à componente asférica do efeito de lentes térmicas, que causa perdas por difracção no interior da cavidade de ressonância, é dominada pelo degrau de percurso óptico que se verifica no perímetro do foco de bombeamento. A altura deste degrau, que não depende directamente do diâmetro de bombeamento, pode ser controlada através da espessura do meio activo. Assim, a espessura do meio activo é determinada pelas perdas por difracção consideradas aceitáveis, que por sua vez dependem fortemente da qualidade de feixe pretendida.

Dependendo dos vários parâmetros envolvidos no sistema laser pretendido (coeficiente de absorção do meio activo, geometria de bombeamento, qualidade de feixe laser, regime de potência de funcionamento, etc), a reduzida espessura do meio activo provoca o incontornável uso de um complexo sistema óptico de forma a verificar-se uma eficiente absorção da energia de bombeamento pelo meio activo. Actualmente, para que se verifique uma absorção eficiente da energia de bombeamento (perto dos 95%), são necessárias entre 16 e 24 passagens de energia através de um meio activo de Yb:YAG com cerca de 200 $\mu$ m de espessura. É necessário então que o foco de bombeamento seja re-direccionado múltiplas vezes para o mesmo volume do meio activo. Ao sistema óptico capaz de redireccionar o foco de bombeamento para o meio activo dá-se o nome de sistema de multipassagem. A espessura do meio activo está directamente relacionada com o número de passagens oferecido pelo sistema de multipassagem. Actualmente este número encontra-se limitado a 32<sup>19</sup>.

A presente dissertação tem como objectivo a obtenção de um esquema de bombeamento para lasers de estado sólido que transfira homogênea e eficientemente a energia proveniente de um módulo de laser díodos para um meio activo de baixa espessura. A maximização da absorção da radiação de bombeamento pelo meio activo, o aumento da capacidade de bombeamento com altas densidades de potência, a uniformização do feixe de bombeamento e um eficiente meio de refrigeração do meio activo, permitem aumentar a eficiência laser e simultaneamente a qualidade de feixe.

Propõe-se um sistema simplificado de multipassagem para lasers de disco capaz de fornecer 16 passagens de energia através do meio activo com a possibilidade de evolução até 64 passagens (considerando parâmetros de bombeamento semelhantes aos sistemas tradicionais). Desta forma, é possível reduzir substancialmente a espessura do meio activo, os efeitos térmicos induzidos, aumentar a qualidade de feixe laser, bombear o meio activo com mais do que uma fonte de bombeamento e aumentar a eficiência laser. As possibilidades de amplificação do sistema em regime de altas potências são desta forma maximizadas.

Propõem-se dois esquemas de homogeneização de potência de bombeamento para o regime de altas potências (multi-kW regime), que se adequam à integração no sistema de multipassagem proposto ou nos sistemas tradicionais. Apresentam-se os resultados obtidos através de modelação numérica e comparam-se com resultados experimentais.

A presente tese encontra-se organizada em sete capítulos.

No Capítulo 2 são introduzidos alguns conceitos fundamentais sobre lasers de estado sólido. É estabelecida a correspondência entre estas características e os principais parâmetros envolvidos nos processos de conversão de energia eléctrica em radiação, entre os quais: eficiência de transferência de radiação de bombeamento para o meio activo  $\eta_T$ , eficiência de absorção  $\eta_A$  e a distribuição de potência absorvida no meio activo. Descreve-se em detalhe o conceito de laser de disco e analisa-se o desempenho dos principais esquemas de bombeamento para lasers de disco tendo por base o estudo das características espectrais da fonte de bombeamento, cavidade de bombeamento, meio activo e cavidade de ressonância. Na última parte do capítulo 2 descrevem-se os aspectos dos lasers de disco tradicionais que podem ser melhorados.

No Capítulo 3 apresentam-se os softwares utilizados para modelar os sistemas abordados na dissertação e as suas potencialidades. É descrito o processo genérico de desenho

tridimensional dos componentes, bem como os processos de parametrização de características ópticas dos componentes e correspondente modelação por traçado de raios não sequencial tridimensional. É definido o processo de modelação e optimização iterativa da cavidade de ressonância. Finalmente descreve-se o processo de integração de todos os elementos da modelação com vista à obtenção de resultados e sua optimização.

Na primeira secção do Capítulo 4 é introduzida a alternativa existente aos sistemas convencionais de multipassagem na configuração de laser de disco. São evidenciados os pontos fortes e as desvantagens do referido sistema. Nas secções subsequentes são propostas novas configurações de multipassagem para aplicação em lasers de disco. É descrito detalhadamente o procedimento adoptado para modelação dos sistemas laser propostos e é feita uma análise dos resultados obtidos de eficiência de absorção, de distribuições tridimensionais de radiação incidente, temperatura, radiação absorvida e tensões aplicadas ao meio activo, de eficiência laser e de qualidade de feixe para potências inferiores a 400W variando os parâmetros dopagem, espessura e número de passagens de energia através do meio activo. A análise é efectuada para os sistemas propostos e para os sistemas tradicionais. São encontrados os valores dos parâmetros gerais que maximizam as potencialidades dos lasers de disco em cada configuração. Descreve-se o processo de optimização e os critérios de comparação utilizados entre os vários sistemas modelados. Na última secção do Capítulo 4 descreve-se o procedimento experimental de caracterização dos discos, alinhamento de componentes ópticos do sistema de multipassagem, alinhamento da cavidade de ressonância e finalmente apresentam-se os resultados obtidos de emissão laser utilizando um sistema de laser de disco. A concordância entre os resultados obtidos experimentalmente e os resultados da modelação numérica valida todo o processo de modelação desenvolvido pelo autor.

O Capítulo 5 é dedicado à modelação do sistema laser de disco em regime de altas potências. O sistema modelado tem por base um sistema real de laser de disco de alta potência (1kW) e qualidade de feixe  $TEM_{00}$  que se encontra em desenvolvimento no Institut für Strahlwerkzeuge da Universidade de Stuttgart. É proposto um esquema de focagem de energia de bombeamento proveniente de um módulo de laser díodos de alta potência para a face de entrada de uma guia de onda homogeneizadora de perfil de potência. São introduzidos e modelados dois inovadores esquemas de reconfiguração e homogeneização da radiação de bombeamento. O primeiro esquema utiliza uma guia de onda e o segundo utiliza fibras ópticas e uma guia de onda. É proposto um esquema de colimação de radiação de bombeamento homogeneizada para incorporação no sistema de laser de disco. Calculam-se as eficiências de

transferência, de absorção e densidade de potência absorvida. São analisadas as distribuições de radiação incidente e absorvida pelo meio activo para os vários esquemas de homogeneização propostos e é efectuada a comparação com os esquemas tradicionais. Exibem-se os resultados modelados de emissão laser e de qualidade de feixe. Apresentam-se os resultados experimentais do sistema desenvolvido em cooperação com o Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) da Universidade de Stuttgart. Descreve-se o processo de montagem do sistema de focagem de energia de bombeamento desenvolvido. Enuncia-se detalhadamente o processo de fabrico das fibras ópticas (corte, desbaste e polimento), bem como a sua montagem juntamente com todos os componentes envolvidos no sistema. Descreve-se o processo de obtenção de resultados. Na última secção deste capítulo, analisam-se os resultados experimentais obtidos e comparam-se com os resultados modelados.

O Capítulo 6 é dedicado à apresentação sucinta de resultados modelados e obtidos experimentalmente com os vários sistemas desenvolvidos para lasers de estado sólido bombeados por energia solar e laser díodos.

No Capítulo 7 são apresentadas as conclusões, fazendo-se referência ao trabalho futuro.

Em seguida é apresentada a bibliografia, os anexos e o currículo vitae do autor.

# *Capítulo 2*

## **2. LASERS DE ESTADO SÓLIDO**

Neste capítulo são introduzidos alguns conceitos fundamentais sobre lasers de estado sólido. Analisa-se a influência das características da fonte de bombeamento, cavidade de bombeamento, meio activo e cavidade de ressonância no desempenho dos lasers de estado sólido. Será analisada a correspondência entre estas características e os principais parâmetros envolvidos nos processos de conversão de energia (eficiência de transferência  $\eta_T$ , eficiência de absorção  $\eta_A$  e o perfil de ganho  $g(r)$ ) no meio activo. É introduzido o conceito de laser de disco e são descritas as diferentes versões do mesmo, com referência às principais vantagens e desvantagens que as caracterizam.

## 2.1. AMPLIFICAÇÃO ÓPTICA

Os sistemas atômicos existem apenas em estados discretos de energia. A transição de um estado de energia para outro pode ocorrer apenas quando existe absorção ou emissão de um fóton. A frequência do fóton emitido ou absorvido é dada pela relação de Bohr:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \nu_{21} \quad [2.1]$$

onde  $E_2$  e  $E_1$  são respectivamente as energias dos estados final e inicial,  $h$  a constante de Planck e  $\nu_{21}$  a frequência do fóton emitido ou absorvido pelo sistema.

No equilíbrio térmico, o estado de menor energia é o mais densamente povoado, tal como é previsto pela estatística de Boltzmann. No entanto, através da utilização de uma fonte externa de energia cuja frequência corresponda à diferença entre os dois níveis de energia do sistema atômico, pode criar-se a inversão da população dos átomos ou moléculas que absorveram essa energia, de um nível de energia inferior (fundamental) para outro superior (excitado).

Uma onda electromagnética de frequência apropriada, ao incidir na população invertida do meio activo, será amplificada, já que os fótons incidentes nos átomos existentes no nível superior de energia provocam a passagem destes para um nível inferior com a consequente emissão de fótons adicionais que possuem a mesma frequência e fase do fóton que estimulou a sua emissão. Estes fótons adicionais que são emitidos, por sua vez, estimulam a emissão de outros, num efeito de cascata. É assim desencadeada a emissão estimulada, havendo lugar à amplificação da onda que se fez interagir com o meio laser, onda essa que contém as mesmas propriedades da onda que a estimulou relativamente à frequência, polarização, fase e direcção de propagação.

Para que este processo se mantenha, dando origem à emissão laser, é necessário haver uma realimentação do sistema, ou seja, que existam sempre fótons emitidos por estimulação a interagir com os átomos. Este processo consegue-se através de uma cavidade de ressonância, composta por vários espelhos de alta reflectância, entre os quais se encontra o material activo.

### 2.1.1. INTERACÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

Muitas das propriedades dos lasers podem ser discutidas em termos de emissão e absorção de energia. Estes princípios físicos podem ser discutidos a partir da estatística de Boltzmann, da distribuição espectral de radiação térmica e dos coeficientes de Einstein.

Quando um elevado número de átomos com características semelhantes se encontra em equilíbrio térmico à temperatura  $T$ , a relação entre a população de dois níveis populacionais  $E_1$  e  $E_2$  vem dada pela razão de Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \frac{-(E_2 - E_1)}{KT} \quad [2.2]$$

onde  $N_1$  e  $N_2$  são respectivamente o número de átomos do nível de energia  $E_1$  e  $E_2$  e  $g_i$  o grau de degenerescência do nível de energia  $i$ . A degenerescência de um nível representa o número de estados possíveis para um determinado nível de energia.

Considerando um sistema atómico de dois níveis de energia não degenerativos 1 e 2, com populações  $N_1$  e  $N_2$ . Os processos de absorção, emissão espontânea e emissão estimulada são representados respectivamente pelas equações (3), (4) e (5):

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad [2.3]$$

Onde  $B_{12}$  é uma constante de proporcionalidade com dimensões [ $\text{cm}^3/\text{s}^2\text{J}$ ] e  $\rho(\nu)$  é a densidade de radiação com a frequência  $\nu$ . O produto  $B_{12}\rho(\nu)$  pode ser interpretado como a probabilidade de ocorrer uma transição induzida pelo efeito de um campo exterior por unidade de tempo.

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2 \quad [2.4]$$

onde  $A_{21}$  é uma constante de proporcionalidade com dimensões de frequência [ $\text{s}^{-1}$ ] representando uma probabilidade de transição que está directamente relacionada com o tempo de vida no estado excitado. Tem o nome de probabilidade de transição espontânea porque o coeficiente  $A_{21}$  representa a probabilidade de um átomo no nível 2 espontaneamente mudar

para o nível 1 por unidade de tempo. O electrão regressará ao estado fundamental, emitindo energia, mesmo na ausência de um campo electromagnético.

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21}\rho(\nu_{21})N_2 \quad [2.5]$$

onde  $B_{21}$  é uma constante de proporcionalidade, com as mesmas condições que a constante  $B_{12}$  da equação (3). Neste caso, no entanto, a taxa de transição depende da densidade de radiação  $\rho(\nu_{21})$  apenas para uma gama de frequências muito limitada sendo idealmente apenas para a frequência da transição  $2 \rightarrow 1$ . Verifica-se assim que a radiação emitida pelo átomo e o campo electromagnético que estimula a transição estão fortemente relacionados. É esta hereditariedade que garante uma coerência de frequência e de fase entre os fotões. Combinando os três processos, obtêm-se os coeficientes de Einstein:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad [2.6]$$

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12} \quad [2.7]$$

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} \quad [2.8]$$

sendo  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  e  $B_{12}$  designados respectivamente de coeficiente de Einstein da emissão espontânea, coeficiente de Einstein da emissão estimulada e coeficiente de Einstein de absorção.  $\tau_{21}$  é o tempo de vida da emissão espontânea, representando o tempo necessário para que o número de átomos excitados seja reduzido de  $1/e$ . Quando não há degenerescência dos níveis ou quando essa degenerescência é igual, verifica-se que  $B_{21} = B_{12}$ . A emissão estimulada garante uma amplificação de sinal que provoca a emissão laser, ou seja, os fotões guardam as propriedades dos fotões estimulantes. Essa relação entre os fotões estimulantes e estimulados assegura características muito particulares como sejam: igual polarização, igual frequência, mesma direcção e mesma fase já que, a informação dos campos electromagnéticos antes e depois de interagirem com o meio activo mantém-se inalterada, provocando apenas uma amplificação de sinal, que está na origem do próprio laser. A inversão de população é claramente uma situação anormal já que, esta nunca pode ser observada numa situação de equilíbrio térmico. A absorção e emissão estimulada são processos paralelos, que ocorrem sempre lado a lado independentemente da distribuição de população ao longo dos níveis



energéticos. À medida que a população do nível superior decresce em relação à do nível inferior, o número de transições de absorção aumenta em relação ao de transições de emissão, verificando-se assim uma diminuição de radiação emitida. Quando as densidades populacionais de ambos os níveis energéticos são idênticas, o número de emissões torna-se igual ao número de absorções, tornando-se o material transparente à radiação de bombeamento. À medida que a população do nível superior se torna maior do que a do nível inferior, o processo de emissão estimulada predomina e a radiação é amplificada colectivamente durante a passagem pelo meio activo. Para se atingir a inversão de população é então necessário possuir uma fonte de energia capaz de provocar a povoação do nível superior. A esta energia dá-se o nome de energia de bombeamento.

A teoria descrita até este ponto tem-se baseado apenas em transições da forma  $2 \leftrightarrow 1$  sem que o modo como os níveis 1 e 2 se enquadram no esquema de energias do átomo seja levado em conta. Para que se possa compreender o comportamento do laser de estado sólido, tem que se ter em conta que o funcionamento do laser depende das características do meio activo. Os processos de bombeamento e de emissão laser nos sistemas reais envolvem normalmente vários níveis de energia, com complexos processos de excitação e relaxação.

## **2.2. SISTEMAS LASER COM MATERIAIS DOPADOS COM ITÉRBIO**

Num sistema de três níveis, a transição laser termina no nível fundamental, apresentando o meio activo neste processo uma forte absorção e uma baixa eficiência. O processo de inversão de população e consequentemente a emissão de laser verificam-se apenas quando mais de metade dos iões (ou átomos) são bombeados para o nível energético superior. Por este motivo, a potência limiar de bombeamento para emissão laser é neste tipo de materiais bastante alta. Se a potência de bombeamento for inferior à potência limiar de bombeamento, verifica-se que em geral os átomos no segundo nível de energia regressam ao nível fundamental por emissão espontânea, funcionando a fluorescência como um dreno desse nível. Quando a potência de bombeamento é superior à potência limiar de bombeamento para emissão laser, o decaimento do nível 2 para o nível 1 é composto pelas duas componentes de emissão: espontânea e estimulada. Esta última é a responsável pela emissão laser. Como exemplo de material activo de três níveis de energia pode-se referir o Rubi ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ), que foi usado por Maiman no primeiro laser<sup>1</sup>.

Nos sistemas de quatro níveis, característico dos iões terras raras como elemento dopante de materiais vítreos ou cristalinos, a potência limiar de bombeamento para emissão laser é mais baixa do que no caso dos sistemas de três níveis. Neste caso, um estado de energia superior ao estado  $E_2$  designado de  $E_3$ , juntamente com o estado fundamental  $E_0$  participam no processo de emissão estimulada. A transição laser termina, neste caso, num nível que não é o nível fundamental e que se encontra distante do mesmo, sendo por isso um processo mais eficiente. Dado que não se verifica absorção pelo nível não bombeado, o ganho torna-se linearmente dependente da potência de bombeamento absorvida. A grande maioria dos lasers funciona com sistemas de quatro níveis, como é o caso do Nd:YAG. Neste caso, o número de átomos excitados por unidade de tempo é dado por:

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta W_{14} N_1 = W_p N_1 \quad [2.9]$$

onde  $\eta$  é a eficiência de bombeamento e  $W_{14}$  é a probabilidade de absorção de um fóton de bombeamento. A transição do nível energético 4 para o nível energético 3 é tão rápida que este decai imediatamente e a densidade de população deste nível é próxima de zero. Outro processo que afecta o nível de energia 3 é a emissão espontânea, dado por:

$$\frac{dN_3}{dt} = -\Gamma N_3 = -\frac{1}{\tau_s} N_3 \quad [2.10]$$

onde  $\tau_s$  é o tempo de vida médio de um fóton num nível excitado. Considerando o processo de emissão estimulada que ocorre entre os níveis 3 e 2 num meio activo com densidade fotónica  $p$  dado por:

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma.c.p(N_2 - N_3) \quad [2.11]$$

em que  $\sigma$  é a secção eficaz de emissão e absorção de um fóton. A variação no tempo da densidade de população no nível 3 resulta do somatório das parcelas anteriores:

$$\frac{dN_3}{dt} = \sigma.c.p(N_2 - N_3) - \Gamma N_3 + W_p N_1 \quad [2.12]$$

Esta expressão é válida considerando que a transição do estado 2 para o estado 1 é tão rápida que  $N_2 \rightarrow 0$ , logo, o número total de átomos é  $N_0 = N_1 + N_3$ .

Sendo  $N_0$  constante, então:

$$\frac{dN_0}{dt} = 0 \quad [2.13]$$

e

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_3}{dt} \quad [2.14]$$

A variação de densidade de população  $N_1$  com o tempo é:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\sigma \cdot c \cdot p (N_2 - N_3) + \Gamma N_3 - W_p N_1 \quad [2.15]$$

Para simplificação, designa-se a inversão de população  $N_3 - N_2$  por  $n$ . A inversão de população varia com o tempo da seguinte forma:

$$\frac{dn}{dt} = -\sigma \cdot c \cdot p + \Gamma n - W_p (N_0 - n) \quad [2.16]$$

No estado estacionário, quando  $dn/dt = dp/dt = 0$ , a inversão de população é dada por:

$$n = \frac{N_0 W_p}{\sigma \cdot c \cdot p + W_p + \Gamma} \quad [2.17]$$

Quando o laser se encontra em funcionamento na potência limiar, a densidade fotónica é 0 ( $p = 0$ ), ou seja,  $W_p \ll \Gamma$ . Então,

$$n = N_0 \cdot \frac{W_p}{\Gamma} \quad [2.18]$$

A potência de saída laser para um sistema de quatro níveis é então dada em função dos parâmetros de entrada por:

$$P_{out} = \eta \frac{E_{32}}{E_{41}} (P_b - P_{th}) \cdot \frac{T}{T + L} = \sigma_s (P_b - P_{th}) \quad [2.19]$$

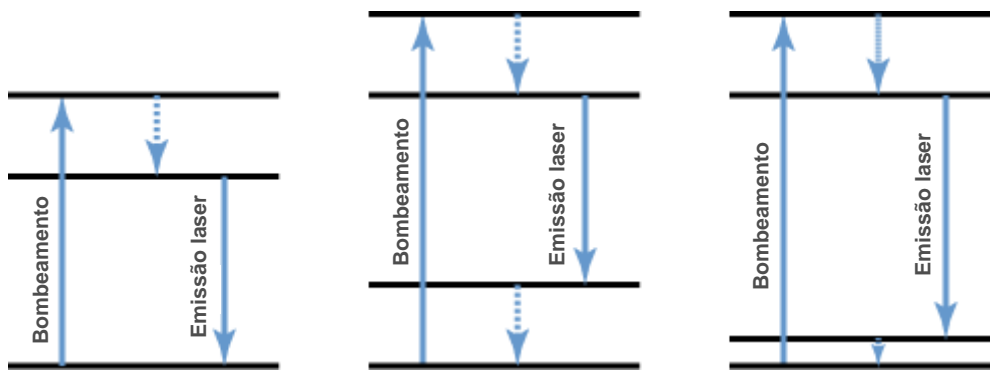
Onde:

$$P_{th} = \left( \frac{T + L}{2} \right) \cdot \frac{A P_s}{\eta} \quad [2.20]$$

Em que  $P_s$  é a potência de saturação. Na expressão anterior,  $E_{32}$  é a diferença de energia entre os níveis 3 e 2 (radiação laser),  $E_{41}$  é a diferença de energia entre os níveis 4 e 1,  $T$  é a transmissão do acoplador de saída,  $L$  representa as perdas devido a dispersão, absorção ou refração,  $P_b$  é a potência de bombeamento e  $P_{th}$  é a potência de bombeamento para operação limiar. A variável  $\sigma_s$  é o declive da curva de eficiência dado pelo produto das eficiências de conversão eléctrica, de transferência, de absorção, do nível superior, de sobreposição dos modos de oscilação e da distribuição de potência absorvida pelo meio activo. Assim tem-se:

$$\sigma_s = \left( \frac{T}{T + L} \right) \cdot \eta \cdot \frac{E_{32}}{E_{41}} = \left( \frac{T}{T + L} \right) \cdot \eta_c \eta_T \eta_A \eta_U \eta_S \quad [2.21]$$

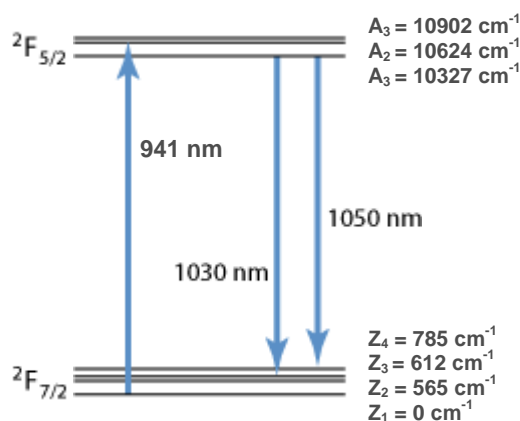
Numa situação intermédia, surgem os sistemas chamados de quasi-três níveis. Neste caso particular do sistema de quatro níveis, o nível energético mais baixo, para onde se efectua a transição laser, encontra-se muito próximo do nível fundamental. Em condições de operação laser com temperaturas ambientes, verifica-se que a população destes dois níveis se encontra em equilíbrio térmico, assemelhando-se a um sistema de 3 níveis em termos de simplicidade. Por este motivo, alguns efeitos presentes em materiais dopados com terras raras como a absorção do estado excitado e o decaimento para níveis não adequados, não se verificam para materiais de quasi-três níveis. A Fig. 2.1 representa esquematicamente os três sistemas descritos.



**Fig. 2.1** – Representação dos sistemas de três níveis (esquerda), quatro níveis (centro) e quasi-três níveis (direita)<sup>20</sup>

Um exemplo de material activo com as características referidas dos sistemas de quasi-três níveis é o Yb:YAG. O itérbio é um elemento químico, pertencente ao grupo dos metais terras raras da série dos lantanídeos que, especialmente na forma do ião trivalente  $\text{Yb}^{3+}$ , tem ganho importância como elemento dopante de materiais usados em lasers de estado sólido,

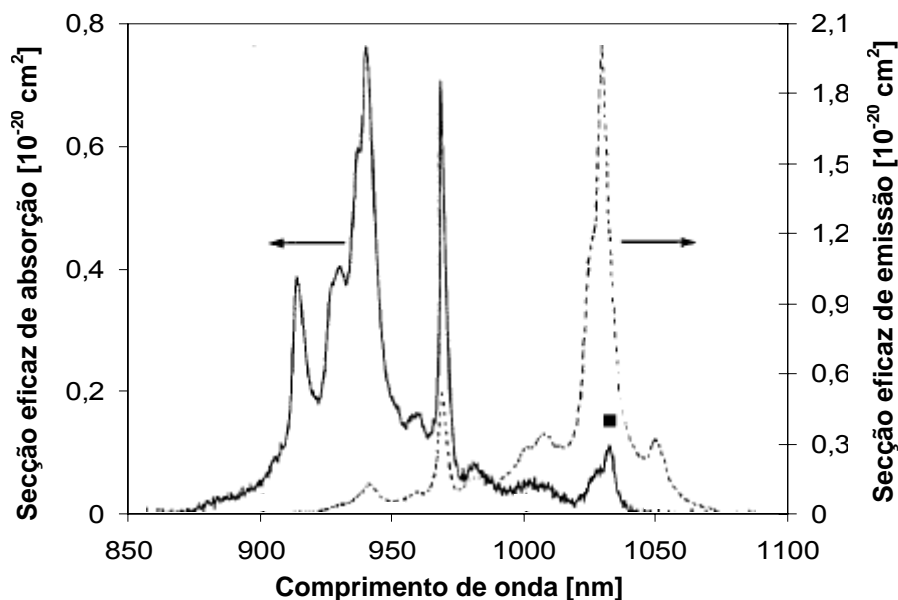
nomeadamente em lasers de alta potência e lasers de estado sólido ajustáveis em comprimento de onda. Os materiais dopados com itérbio possuem algumas propriedades bastante atractivas. A sua simples estrutura electrónica, como se pode verificar na Fig. 2.2, assenta apenas no estado fundamental ( $^2F_{7/2}$ ) e no estado excitado ( $^2F_{5/2}$ ), distanciados cerca de  $10000\text{cm}^{-1}$  acima do fundamental.



**Fig. 2.2** – Diagrama de níveis de energia do Yb:YAG<sup>13</sup>

Os três sub-níveis do nível mais alto e os quatro sub-níveis do nível fundamental, criados pelo efeito de Stark (campo eléctrico estático cristalino), com cerca de  $700\text{cm}^{-1}$  de diferença de níveis de energia do cristal conferem a este material activo as suas características de quasi-três níveis. Muitas das vantagens deste material resultam da ausência de níveis intermédios de armazenamento de energia (ausência do efeito de *concentration quenching* que deriva da interacção entre os iões dopantes e que resulta em perdas, especialmente para concentrações altas de material dopante), da absorção do estado excitado e de *upconversion* (os fótons emitido podem neste caso possuir energias superiores aos que os excitaram). Adicionalmente, a desvantagem que se verificava no uso de lâmpadas de flash como fonte bombeamento para este material devido à ausência de estados de energia superiores, foi ultrapassada já que a larga banda de absorção nos 940nm é ideal para o bombeamento através de laser díodos. Adicionalmente, como se pode verificar pela Fig. 2.3 e pelo Quadro 2.1, a diferença entre os comprimentos de onda de emissão ( $1,03\mu\text{m}$ ) e de absorção (941nm) para Yb:YAG é significativamente inferior à apresentada pelo Nd:YAG, onde estes valores são respectivamente  $1,064\mu\text{m}$  e 808nm, facto esse que se traduz num inferior defeito quântico bem como numa menor incidência de efeitos térmicos para o Yb:YAG. Por outro lado, a largura de banda de absorção principal do Yb:YAG é suficientemente larga (18nm) para dispensar um controlo muito crítico do comprimento de onda de bombeamento. Dado que

para o Yb:YAG não existem os efeitos *concentration quenching*, a absorção do estado excitado e *upconversion*, o único responsável pelo aquecimento do meio activo é o defeito quântico. O longo tempo de vida do estado excitado do Yb:YAG leva também a uma grande capacidade de armazenamento de energia.



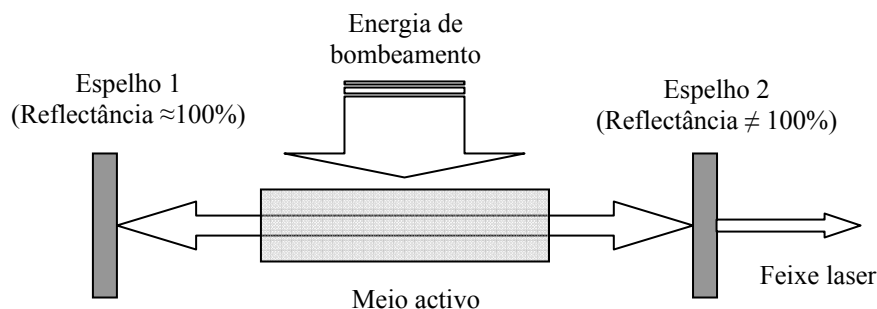
**Fig. 2.3** – Variação das secções eficazes de emissão e absorção com o comprimento de onda para o Yb:YAG<sup>13</sup> à temperatura 300°K

Parâmetro (unidades)	Nd:YAG	Yb:YAG
Comprimento de onda de bombeamento, $\lambda_p$ (nm)	808	941
Pico da secção eficaz de absorção, $\sigma_p$ (E-20cm <sup>2</sup> )	6,7	0,7
Largura de banda de absorção, $\Delta\lambda_p$ (nm)	<4	18
Densidade de saturação de absorção, $\phi_p$ (kW/cm <sup>2</sup> )	12	28
Densidade mínima de bombeamento, $I_{min}$ (kW/cm <sup>2</sup> )	~0	2,8
Comprimento de onda de emissão laser, $\lambda_l$ (nm)	1064	1030
Pico da secção eficaz de emissão laser, $\sigma_l$ (E-20cm <sup>2</sup> )	28	2,1
Largura de banda de emissão laser, $\Delta\lambda_l$ (nm)	~0,6	~6
Fluência de saturação de emissão laser, $\Gamma_{l,sat}$ (J/cm <sup>2</sup> )	0,6	9,0
Densidade de saturação de emissão laser, $\phi_l$ (kW/cm <sup>2</sup> )	2,6	9,5
Tempo de vida do estado excitado, $\tau$ (mseg)	0,26	0,97
Defeito quântico	0,24	0,11

**Quadro 2.1** – Parâmetros espectroscópicos do Nd:YAG e do Yb:YAG<sup>13</sup> à temperatura 300°K

## 2.3. OSCILADOR LASER

Um oscilador laser consiste essencialmente em dois componentes: o amplificador óptico e a cavidade de ressonância (Fig. 2.4).

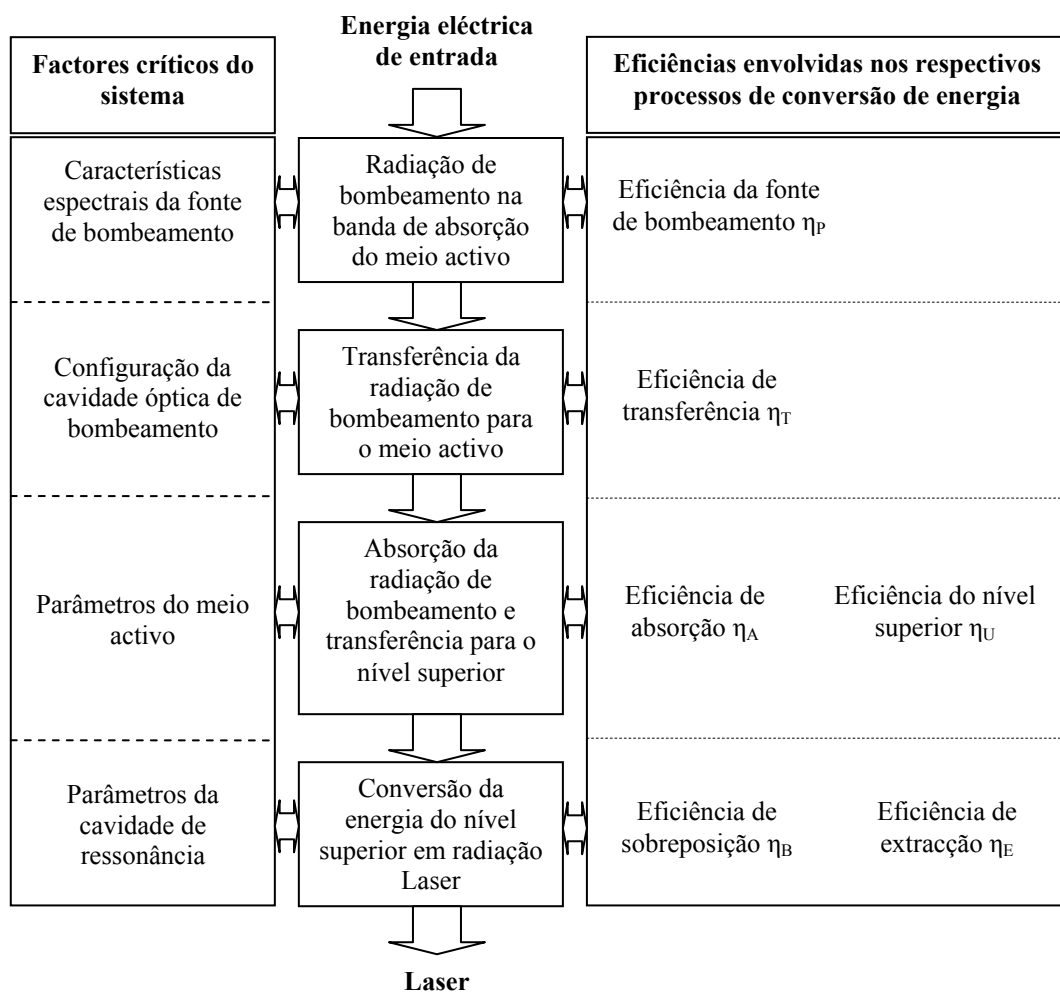


**Fig. 2.4**– Esquema de funcionamento de um oscilador para um laser de estado sólido

A cavidade de ressonância é composta geralmente por dois (ou mais) espelhos parametrizados de uma forma específica (ângulo, distância, curvatura e reflectância) em relação ao meio activo. A energia de bombeamento inverte a população electrónica do meio activo, originando o armazenamento de energia no nível de energia mais alto. Os componentes da cavidade são parametrizados de forma a proporcionar um retorno parcial da energia emitida pelo meio activo para o interior do mesmo várias vezes, potenciando os processos de emissão espontânea e estimulada. Quando se verifica o efeito de emissão espontânea e se a energia que retorna ao sistema (*feedback*) for suficiente para compensar as perdas internas do sistema, acontece a amplificação e o sistema começa a oscilar.

### 2.3.1. MECANISMOS DE TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA

A melhor forma de representação dos factores críticos de um sistema laser, que podem ser controlados individualmente, e que influenciam a eficiência geral sistema, é através do seu diagrama energético. Cada processo de conversão energética, desde o fornecimento de energia eléctrica ao sistema até à emissão de laser, está associado a um ou mais componentes do sistema laser que o caracterizam, tal como se pode constatar pela Fig. 2.5.



**Fig. 2.5** – Diagrama energético de um sistema laser de estado sólido<sup>12</sup>

Define-se a radiação de bombeamento útil para o sistema como a radiação emitida pela fonte de bombeamento coincidente com a banda de absorção do meio activo. A eficiência da fonte de bombeamento,  $\eta_p$  é a fracção de energia eléctrica de entrada que é emitida sob a forma de radiação na banda de absorção do meio activo. No caso das lâmpadas de flash, embora a eficiência de conversão de energia eléctrica em radiação óptica considerando a totalidade do seu espectro de emissão seja na ordem dos 50% a 60%<sup>12</sup>, a eficiência  $\eta_p$  é de apenas 4% a 8%, dado que o espectro de emissão da lâmpada não coincide amplamente com o espectro de absorção do meio activo. No caso específico dos lasers díodos como fonte de bombeamento, em geral toda a radiação emitida coincide com a banda de absorção mais forte do meio activo a ser utilizado. A eficiência  $\eta_p$  de um laser díodos em modo de onda contínua (cw ou quasi-cw) situa-se tipicamente entre os 40%<sup>12</sup> e os 60%. A presente tese refere-se a um sistema laser de estado sólido cuja fonte de bombeamento é um laser díodos. Consequentemente, a eficiência de transferência, definida por:

$$\eta_T = (1 - r) \quad [2.22]$$



depende apenas das características de reflexão e refacção dos componentes ópticos envolvidos na focagem da radiação emitida pelos mesmos para o meio activo. Este parâmetro referente às perdas nos componentes ópticos,  $r$ , é geralmente bastante baixo dado que estes componentes possuem frequentemente revestimentos de anti-reflexão (no caso das lentes) ou alta reflexão (no caso dos reflectores). A eficiência de transferência  $\eta_T$  para um sistema laser de estado sólido bombeado por laser díodos situa-se tipicamente entre os 85% e os 98%.

A eficiência de absorção define-se como a razão entre a potência absorvida e a potência transferida para o meio activo e pode ser aproximada pela expressão:

$$\eta_A = 1 - \exp(-\alpha_D l) \quad [2.23]$$

onde  $\alpha_D$  é o coeficiente de absorção do meio activo para o comprimento de onda da radiação emitida pelo laser díodos e  $l$  é a extensão do percurso efectuado pela radiação dentro do meio activo.

A eficiência do nível superior define-se como a razão entre a potência emitida na transição laser e a potência absorvida. Analiticamente, esta eficiência representa-se pelo produto da eficiência quântica  $\eta_Q$  e o factor de Stokes  $\eta_S$ :

$$\eta_U = \eta_Q \eta_S \quad [2.24]$$

A eficiência quântica  $\eta_Q$  define-se como o quociente entre o número de fotões que contribuem para a emissão laser e o número de fotões de bombeamento (para o Yb:YAG,  $\eta_Q = 0,932$  e para o Nd:YAG,  $\eta_Q = 0,874$ )<sup>21</sup>.

O factor de Stokes representa o quociente entre a energia emitida pelos fotões na transição laser  $h\nu_L$  e a energia de um fotão de bombeamento:

$$\eta_S = \left( \frac{h\nu_L}{h\nu_P} \right) = \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \quad [2.25]$$

onde  $\lambda_P$  e  $\lambda_L$  são respectivamente os comprimentos de onda de bombeamento e de emissão laser. O processo de conversão de energia do nível superior em radiação laser divide-se em duas componentes de eficiência que dependem directamente da configuração da cavidade de ressonância.: a eficiência de sobreposição dos modos da cavidade de ressonância com a região

bombeada do meio activo  $\eta_B$  e a eficiência de extracção  $\eta_E$ , que representa a fracção de energia do nível superior que pode ser convertida em radiação laser.

A eficiência de sobreposição  $\eta_B$  pode ser definida como um integral que representa a sobreposição entre o perfil de bombeamento e o perfil de feixe laser:

$$\eta_B = \frac{\int g(r)I_B(r)2\pi r dr}{\int I_B^2(r)2\pi r dr} \quad [2.26]$$

onde  $g(r)$  é o perfil do ganho (ou de bombeamento), e  $I_B(r)$  é o perfil do feixe laser. Os lasers de multi-modo possuem em geral um elevado factor de sobreposição entre os dois perfis, o que resulta numa eficiência de extracção próxima da unidade. Foi demonstrado que em determinados casos, este factor de sobreposição é mais importante do que a própria distribuição de bombeamento<sup>22</sup> e que, para um feixe de bombeamento homogéneo e cilíndrico, a condição óptima para o factor de sobreposição verifica-se quando  $r \sim w$ <sup>23</sup>, onde  $r$  é o raio do feixe de bombeamento e  $w$  é o raio da cintura do modo. Estes resultados são em geral também assumidos como válidos no caso de bombeamentos com distribuição aproximadamente Gaussiana<sup>24</sup>. No entanto, a ausência de um bombeamento homogéneo, tal como já foi referido, pode resultar na criação de um perfil de ganho com fortes descontinuidades que, adicionalmente ao efeito de lentes térmicas poderá ter consequências desastrosas para os componentes da cavidade de ressonância bem como para o meio activo, especialmente no regime de altas potências<sup>25</sup>. Quando se pretende uma qualidade superior de feixe laser (próximo do modo TEM<sub>00</sub>), mantendo um elevado factor de sobreposição (próximo da unidade), é necessário em geral que o bombeamento seja efectuado por uma fonte de laser díodos com incidência da radiação de bombeamento na extremidade do meio activo. Outro factor a ter em conta é que, ao contrário do que é tradicionalmente assumido, o factor de sobreposição óptimo varia com a potência de bombeamento<sup>26</sup>. No caso específico do laser de disco, o valor óptimo deste factor para obter uma maior extracção de potência laser no modo TEM<sub>00</sub> situa-se perto de 0,8 para o regime de alta potência, ou seja, a secção transversal do modo é inferior em 20% relativamente ao feixe bombeamento.

A eficiência de extracção  $\eta_E$  é dada pela expressão:

$$\eta_E = \left(1 - \sqrt{L/2g_0l}\right)^2 \quad [2.27]$$

onde  $L$  representa as perdas combinadas (ópticas da cavidade e do meio activo) em cada percurso completo do feixe dentro da cavidade de ressonância (round trip losses) e  $g_0$  é o coeficiente de ganho de pequenos sinais que surge quando se considera ausência de emissão estimulada (obtida através do bloqueio do feixe ou da ausência de um espelho da cavidade de ressonância após atingir o limiar de potência de emissão laser). A eficiência total de um sistema laser  $\eta_{TOTAL}$ , resulta finalmente no produto das eficiências de cada processo de conversão energético referidas:

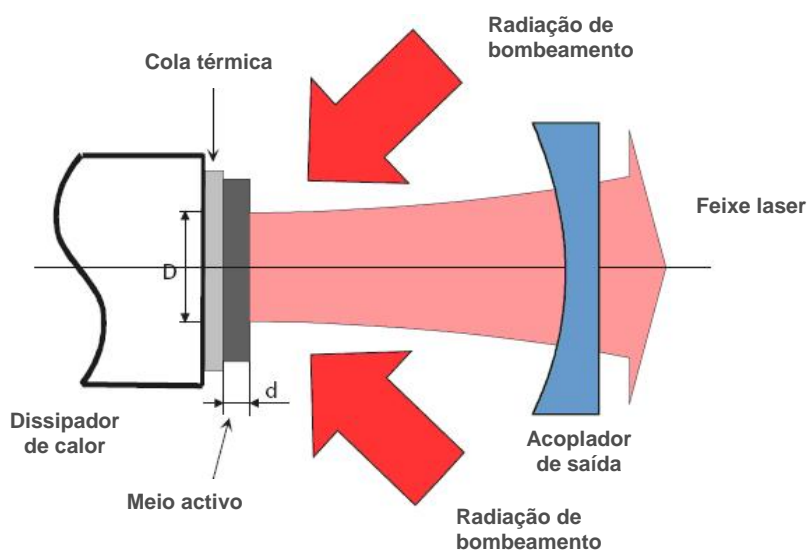
$$\eta_{TOTAL} = \eta_P \eta_T \eta_A \eta_U \eta_B \eta_E \quad [2.28]$$

Torna-se assim importante constatar que existe uma forte dependência da eficiência total do sistema laser com os vários parâmetros envolvidos no dimensionamento do sistema. O facto de o meio activo ser bombeado por laser díodos permite aumentar significativamente a eficiência total do sistema através do termo  $\eta_P$  relativamente a um laser bombeado por lâmpadas de flash, dada a maior compatibilidade entre o comprimento de onda de bombeamento e a banda de absorção do meio activo. Dadas as características de emissão de um laser díodos, torna-se também relativamente mais simples direccionar a energia proveniente desta fonte de bombeamento para o meio activo de uma forma eficiente, o que se reflecte no termo  $\eta_T$ . Em relação ao meio activo, verificou-se que o Yb:YAG tem algumas vantagens em relação a outros materiais, entre os quais se encontra o tradicional Nd:YAG, nomeadamente devido à sua maior eficiência quântica  $\eta_Q$  e também ao superior factor de Stokes  $\eta_S$ , influenciando desta forma o termo  $\eta_U$ . Verificou-se também que o dimensionamento da cavidade de ressonância tem influência no perfil do modo de oscilação laser. No entanto, a parametrização da cavidade de ressonância deverá ser efectuada tendo em conta aspectos críticos como o perfil de bombeamento e de ganho no meio activo e o regime de potência de bombeamento considerado. Verificou-se que é essencial um bombeamento homogéneo e circular do meio activo, quando se pretende produzir eficientemente laser no modo TEM<sub>00</sub>. A homogeneidade do perfil de ganho é especialmente relevante no regime de altas potências, como se irá verificar no Capítulo 5. A combinação destes factores influencia a eficiência de sobreposição  $\eta_B$ . Finalmente, verificou-se que apenas uma parte da radiação laser disponível no nível energético superior é emitida. As perdas verificadas em cada componente óptico da cavidade de ressonância bem como os efeitos de absorção no meio activo, resultam na eficiência de extracção  $\eta_E$ . A obtenção de um sistema laser com eficiência optimizada deverá ter em conta a maximização de todos os factores mencionados.

## 2.4. LASER DE DISCO

### 2.4.1. CONCEITO

A obtenção de um laser com elevada qualidade de feixe é determinada pela escolha de uma cavidade de ressonância apropriada e pelo controlo rigoroso dos efeitos térmicos no interior do meio activo. A melhor forma de alcançar estes objectivos é através da orientação do fluxo de calor no meio activo na direcção colinear à direcção de propagação do feixe laser. Consequentemente, a espessura do meio activo deverá ser mínima, comparativamente ao diâmetro bombeado.



**Fig. 2.6** – Esquema do conceito de laser de disco

O conceito de laser de disco, inventado em 1994<sup>18</sup> na Universidade de Estugarda e esquematizado na Fig. 2.6<sup>27, 28</sup>, permitiu ultrapassar as dificuldades relacionadas com os efeitos térmicos indesejáveis, maximizando simultaneamente os benefícios do material Yb:YAG. Sendo este material um sistema de quasi-três níveis à temperatura ambiente, é necessária uma densidade de bombeamento bastante elevada de forma a que o sistema se encontre acima do limiar de emissão laser. Para a emissão laser se verificar de uma forma eficiente, a densidade de potência de bombeamento deverá ser superior ao valor do limiar cerca de cinco vezes. Para que este facto seja possível, são necessárias várias passagens de energia através do meio activo. A multipassagem de energia através do meio activo permite também a redução do nível de dopagem do YAG ou da espessura do cristal, o que será útil para obter um meio eficiente de refrigeração do mesmo. Assim, a potência limiar de emissão

laser poderá ser significativamente reduzida. Num laser de disco, o meio activo utilizado é fabricado de forma a que a sua espessura seja muito pequena em comparação com o seu diâmetro, assumindo assim a forma de um disco. Uma das faces (ou as duas) do meio activo é colocada em contacto com uma superfície tipicamente fabricada em cobre, que por sua vez é refrigerada com água (ou outro líquido). Desta forma, será produzido um campo de calor no meio activo, cujas isotérmicas se apresentam na direcção normal ao seu eixo. A face do meio activo que se encontra em contacto com o dissipador de calor (face posterior) possui um revestimento de alta reflexão para os comprimentos de onda de bombeamento e de laser. Assim, a face posterior efectiva-se como parte da cavidade de ressonância. A face oposta (face frontal) tem um revestimento de anti-reflexão para os mesmos comprimentos de onda. Para que se verifique uma eficiente absorção da radiação de bombeamento, dado que o meio activo possui uma espessura muito baixa, torna-se necessário um sistema que direcione múltiplas vezes a radiação de bombeamento para o meio activo (sistema de multipassagem). Desta forma, a radiação não absorvida durante uma passagem através do meio activo, será novamente direccionada para o mesmo o número de vezes necessário para a sua quase total absorção. O esquema de laser de disco tem-se demonstrado apropriado para todas as gamas de potência sendo particularmente indicado em sistemas de quasi-três níveis, como é o caso do Yb:YAG. O conceito tem no entanto sido testado em outros materiais como o Nd:YAG<sup>29-33</sup>, Nd:YVO<sub>4</sub><sup>34-36</sup>, Tm:YAG<sup>37</sup>, Ho:YAG<sup>38</sup>, Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub><sup>39</sup>, Yb:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Yb:KGW, Yb:KYW<sup>40</sup>, Yb:LuVO<sub>4</sub>, Yb:YVO<sub>4</sub><sup>41</sup>; Yb:NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub><sup>42</sup>, etc. Os lasers de disco, quando em funcionamento na gama de altas potências (acima de 1 kW), possuem um valor de  $M^2$  tipicamente de 20, ou seja, a capacidade de focagem do feixe laser é cerca de 20 vezes inferior à do limite teórico de  $M^2 = 1$ . Até agora, estes valores são suficientes para as aplicações típicas de corte e soldadura. No entanto, o potencial dos lasers de disco permite operar este equipamento em altas potências e qualidade de feixe em modo fundamental ( $M^2 = 1$ ) devido aos reduzidos efeitos térmicos e distorções ópticas no disco<sup>43-46</sup>. Dada a sua versatilidade, o conceito de laser de disco tem também outras aplicações, já demonstradas, entre as quais a duplicação de frequência no interior da cavidade de ressonância. Esta técnica já foi demonstrada com diferentes materiais activos, entre os quais o Yb:YAG, Nd:YVO<sub>4</sub><sup>47, 48</sup> e Nd:YAG. A sua utilização em modo de onda pulsada é igualmente muito eficaz, especialmente em potências de gama média e gamas de duração de pulso na ordem dos femtosegundos<sup>49-53</sup>. A aplicação do conceito de laser de disco a materiais semicondutores oferece também uma grande variedade de possibilidades. A produção em massa deste tipo de materiais (incluindo os revestimentos de alta reflexão) é uma realidade que permite uma facilidade acrescida na obtenção do material a preços mais reduzidos do que os tradicionais

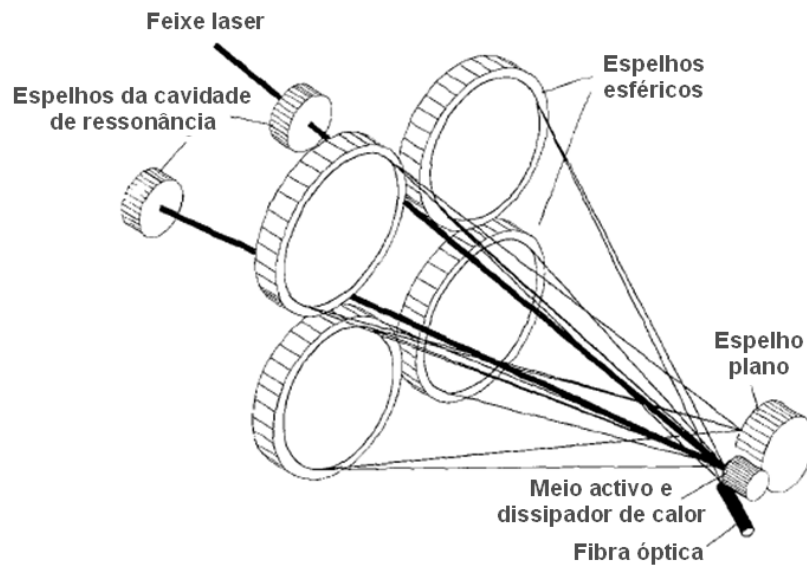
cristais laser. A obtenção do comprimento de onda de emissão laser desejado é também muito mais acessível com a aplicação de materiais semicondutores dado que é possível desenhar o material em função desse comprimento de onda (desde 315nm até 2500nm). A aplicação de materiais semi-condutores tem vindo a ser implementada em lasers de disco em comprimentos de onda na gama de  $1\mu\text{m}^{54}$ , e através de duplicação de frequência, na gama de  $500\text{nm}^{55}$ . Este tipo de lasers são normalmente bombeados com um comprimento de onda tipicamente 15% inferior ao comprimento de onda de emissão laser, resultando num grande defeito quântico entre os fótons de bombeamento e os fótons de emissão laser e consequentemente na criação de altas temperaturas no material. Através do princípio do laser de disco, é possível bombear o material directamente na zona do poço quântico com um comprimento de onda 5% inferior ao comprimento de onda do laser, reduzindo-se desta forma o calor gerado e a temperatura no material, resultando num aumento da eficiência relativamente a outras configurações de bombeamento. Desta forma, é possível bombear materiais mais sensíveis ao aumento de temperatura (entre 600nm e 700nm). A desvantagem da muito baixa absorção verificada no bombeamento directo na zona do poço quântico pode ser compensada pela utilização de um sistema de multipassagem.

## **2.4.2. ESQUEMAS DE BOMBEAMENTO**

### **2.4.2.1. SISTEMA PARA 8 PASSAGENS**

O primeiro esquema de bombeamento para o laser de disco<sup>18</sup> encontra-se representado na Fig. 2.7. A radiação divergente proveniente de uma ou mais fibras ópticas acopladas a fontes de laser díodos é reflectida e focada no meio activo por intermédio de um espelho esférico, consumando-se desta forma a primeira passagem da radiação de bombeamento através do meio activo. Dado que o meio activo, de muito baixa espessura (tipicamente entre  $200\mu\text{m}$  e  $300\mu\text{m}$ ) possui um revestimento de alta reflexão na sua face posterior, a radiação não absorvida é reflectida para o segundo espelho esférico, colocado na posição oposta em relação ao eixo de simetria do meio activo, percorrendo novamente a espessura do mesmo, verificando-se assim a segunda passagem. A radiação não absorvida nas duas primeiras passagens é depois reflectida para um espelho plano (localizado próximo do meio activo) que consequentemente a direcciona para o terceiro espelho esférico. A radiação de bombeamento é novamente direccionada para a mesma zona no meio activo e por ele posteriormente reflectida, verificando-se mais duas absorções. O último espelho esférico tem a função de inverter o sentido do percurso da radiação, fornecendo por sua vez mais quatro absorções de

energia de bombeamento antes desta sair do sistema. Finalmente, a oscilação laser é efectuada entre os dois espelhos da cavidade de ressonância, passando pelo meio activo.

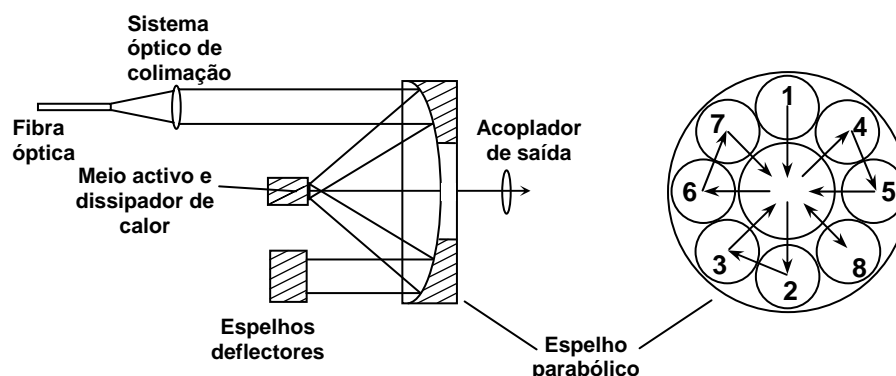


**Fig. 2.7** – Esquema tridimensional do laser de disco com 8 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo

Com este esquema, conseguiu provar-se o conceito de laser de disco, produzindo uma potência laser de 4,4W e uma eficiência óptica de 68%. Relativamente à qualidade de feixe, só mais tarde viria a ser provado o potencial do laser de disco para baixas potências (dezenas de watt's)<sup>43, 56</sup>.

#### 2.4.2.2. SISTEMA PARA 16 PASSAGENS

Mais recentemente, o esquema de multipassagem usado para bombear o laser de disco sofreu algumas alterações, possibilitando o aumento do número de passagens de 8 para  $16^2$ . Na Fig. 2.8 esquematiza-se o funcionamento do referido sistema.



**Fig. 2.8** – Esquema do laser de disco com 16 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo

Neste sistema, a radiação de bombeamento divergente proveniente de um laser díodos acoplado a fibra óptica (com potências até 600W) ou de uma guia de onda de sílica fundida de secção circular (para potências superiores) é colimada através de uma lente esférica (ou um sistema de lentes). A radiação colimada incide em seguida no espelho parabólico na posição 1 (ver Fig. 2.8) e é consequentemente reflectida para o seu foco, onde se localiza o meio activo, concretizando-se a primeira passagem da radiação através do mesmo. Em seguida, a radiação é reflectida pela face posterior do meio activo para a posição 2 do espelho parabólico (verificando-se a segunda passagem), sendo novamente colimada. Através de um par de espelhos deflectores o feixe é redireccionado para o espelho parabólico, agora na posição 3, sendo consequentemente focado de novo no meio activo, dando origem a mais duas passagens. O processo repete-se até que o feixe incida na posição 8 do espelho parabólico, sendo novamente colimado e tendo sofrido até esta posição 8 passagens pelo meio activo. A cada deflexão das posições  $2 \leftrightarrow 3$ ,  $4 \leftrightarrow 5$  e  $6 \leftrightarrow 7$  corresponde um par de espelhos deflectores, perfazendo o total de três pares de espelhos deflectores para o sistema. O feixe colimado proveniente da posição 8 do espelho parabólico incide finalmente num espelho plano perpendicular à sua direcção de propagação. Desta forma, o sentido de propagação do feixe é invertido e todo o processo se repete na direcção contrária. Quando, no final do processo, o feixe incide novamente na posição 1 do espelho parabólico, apenas uma quantidade residual de radiação sai do sistema sem ser absorvida após as 16 passagens através do meio activo. O



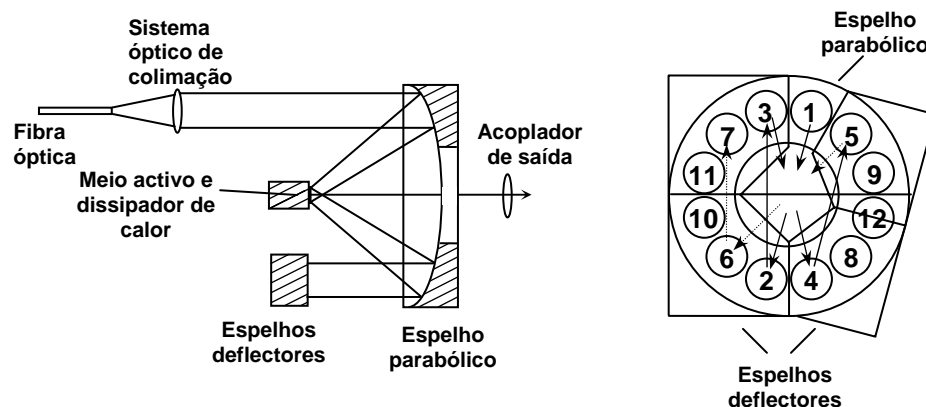
perfil de potência absorvida pelo meio activo depende directamente do perfil de bombeamento proveniente da fibra óptica dado que o espelho parabólico projecta a imagem da saída da fibra óptica no meio activo. A cavidade de ressonância é, tal como no caso descrito em 2.4.2.1., formada por um ou mais espelhos e pelo meio activo. Para esse efeito, o espelho parabólico possui um orifício na zona central, através do qual se verifica a oscilação laser.

Desde a sua invenção, onde se obteve uma potência laser de 97W e uma eficiência óptica de 39% com uma qualidade dada pelo factor  $M^2 = 1,22$  (o parâmetro  $M^2$  ou factor de propagação do feixe é uma medida do número de vezes que a divergência do feixe no campo distante excede o limite de difracção<sup>57,58</sup>), a potência laser emitida com este sistema laser tem sido amplificada de acordo com as necessidades industriais. Este sistema veio mais tarde a funcionar com uma potência de saída de 647W e eficiência óptica de 51%<sup>8</sup> com apenas um disco. Neste caso, dada a elevada potência de bombeamento (1,26kW), foi necessário aplicar uma guia de onda de sílica fundida com forma cilíndrica para que a potência de bombeamento proveniente de 2 módulos de laser díodos adquirisse a característica de perfil uniforme que confere ao sistema um baixo efeito de lentes térmicas. Apesar da aplicação da guia de onda, verificou-se que o perfil não era perfeitamente uniforme, limitando desta forma a potência laser e a qualidade de feixe a  $M^2 \sim 100$ . Outro factor que limitou a potência laser foi o número de passagens de radiação através do meio activo. Verificou-se que a espessura do meio activo ideal para o sistema de multipassagem com 16 passagens é próxima de 220µm. Existe também um valor óptimo, de 8%, para a concentração de dopagem do material com  $\text{Yb}^{3+}$ . Valores mais altos de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  resultam em maior densidade de impurezas, reduzindo o tempo de vida da fluorescência e aumentando os problemas térmicos. Foi também sugerido que a eficiência óptica do sistema aumenta com o número de passagens de radiação através do meio activo, dado que estes factores seriam ultrapassados. Nesse caso, o valor óptimo de espessura do meio activo diminui, aumentando desta forma a eficiência de refrigeração.

#### **2.4.2.3. SISTEMA PARA 24 OU 32 PASSAGENS**

Como forma de reduzir os efeitos térmicos adversos, que se verificam à medida que se aumenta a potência de bombeamento, e consecutivamente aumentar a eficiência dos lasers de disco, foi desenhado um novo esquema de multipassagem capaz de perfazer 24 ou 32 passagens de energia através do meio activo. Actualmente, com este sistema de multipassagem e usando um único cristal, a potência laser disponível ultrapassa os 5kW em

modo de operação de onda contínua e, utilizando o mesmo esquema de bombeamento com 4 discos em paralelo, encontram-se disponíveis para o mercado de processamento de materiais, lasers de disco com cerca de 16kW. Especificamente no caso de laser com qualidade de feixe  $M^2 < 1,2$  encontram-se disponíveis lasers com potências de 100W. A alta qualidade de feixe significa que este detém uma capacidade superior de focagem, resultando num diâmetro de foco inferior usando a mesma distância focal, ou numa superior distância de trabalho mantendo o diâmetro do foco, quando comparado com outros sistemas laser. Dado que se verifica um baixo efeito de lentes térmicas com este sistema, provou-se que é possível obter altas eficiências com óptima qualidade de feixe laser, para vários níveis de potência. Teoricamente, dependendo de vários factores relacionados com a fonte de bombeamento e o meio activo, a eficiência e a qualidade de feixe laser podem ser independentes da potência de bombeamento. O esquema de funcionamento do sistema de laser de disco com 24 passagens encontra-se representado na Fig. 2.9.



**Fig. 2.9** – Esquema do laser de disco com 24 passagens da radiação de bombeamento através do meio activo

O modo de funcionamento do sistema de multipassagem “*multipass 24*” é muito semelhante ao descrito em 2.4.2.1. para o sistema “*multipass 16*”. No entanto, devido à posição relativa dos espelhos deflectores, deixa de haver necessidade de aplicar 3 pares de espelhos deflectores, passando a utilizar-se apenas 2 pares. O ângulo entre cada par de espelhos vai definir o número de passagens, que pode chegar às 32 com este esquema. O número de passagens deste esquema de multipassagem é limitado pela qualidade de feixe da fonte de bombeamento (laser díodos), que determina o diâmetro mínimo do feixe de bombeamento que entra no sistema e incide no espelho parabólico. Como se pode verificar no esquema da Fig. 2.9, o feixe colimado entra no sistema de multipassagem na posição 1, onde incide no espelho parabólico, sendo reflectido para o seu foco, onde se encontra o meio activo. Tal como no anterior esquema, o feixe é redireccionado para o espelho parabólico na posição 2 depois de ser reflectido pela face posterior do meio activo, que possui um revestimento de alta reflexão.

O primeiro par de espelhos deflectores redirecciona o feixe para a posição 3 do espelho parabólico, sendo em seguida novamente focado no meio activo. O feixe é agora reflectido para a posição 4 do espelho parabólico e novamente deflectido para a posição 5 através do segundo par de espelhos deflectores. Tal como no anterior esquema, o feixe é desta forma direccionado múltiplas vezes para o meio activo onde se processa a absorção parcial da radiação. Note-se que a diferença entre este sistema de multipassagem e o anterior “*multipass 16*” se verifica no momento da deflexão do feixe após reflexão no espelho parabólico. Tal como já foi referido, o uso de um sistema de multipassagem com mais passagens resulta na possibilidade de usar um disco com uma espessura inferior e/ou níveis de dopagem inferiores, culminando nas grandes vantagens que são a redução dos efeitos térmicos e tensões excessivas no meio activo, a obtenção de altas eficiências ópticas e a redução do limiar de emissão laser. Outra vantagem é o facto de a densidade de radiação de bombeamento no meio activo aumentar com o aumento do número de passagens. Por esse motivo, as exigências de qualidade de feixe relativamente à fonte de bombeamento (laser díodos) são inferiores, resultando num menor investimento financeiro.

A descrição efectuada acerca das diferentes configurações de bombeamento para lasers de disco permite resumir alguns dos aspectos que podem conduzir a melhorias no sistema de laser de disco:

1. A eficiência de absorção de radiação pelo meio activo é directamente proporcional ao número de passagens que o sistema de multipassagem oferece.
2. A espessura do meio activo bem como o nível de dopagem de iões de  $\text{Yb}^{3+}$  deverão ser características a minimizar dado que os efeitos térmicos associados lhes são directamente proporcionais. Uma inferior espessura do disco resulta numa refrigeração mais eficiente do mesmo. O mesmo se verifica com a redução da dopagem no material.
3. A redução da espessura do disco resulta numa redução da distância percorrida pela radiação de bombeamento no interior do meio activo que a absorve. É necessário compensar a redução da espessura do disco com o aumento no número de passagens da radiação através do disco. Caso contrário a eficiência óptica baixa, bem como a potência laser.
4. O limiar de emissão laser depende inversamente da densidade de radiação de bombeamento incidente no disco. O meio activo tem no entanto valores limite para o aumento da densidade de potência de bombeamento que dependem do nível de

dopagem do YAG com  $\text{Yb}^{3+}$  e consequentemente da eficácia do sistema de refrigeração. Um meio activo com inferior espessura contribui significativamente para uma melhor capacidade de refrigeração.

5. O aumento da potência laser implica o aumento do diâmetro de bombeamento para que a densidade de potência de bombeamento se mantenha abaixo do limite do material. A qualidade de feixe é assim afectada. Esta situação só poderia ser ultrapassada com uma redução na espessura do material ou no nível de dopagem ou ambos, resultando numa refrigeração mais eficiente. A eficiência de extracção de laser  $\text{TEM}_{00}$  aumenta com a redução do diâmetro de bombeamento.
6. O sistema de multipassagem é um aspecto fundamental em todo o processo do laser de disco. O aumento de número de passagens resulta na diminuição da espessura do meio activo e/ou na diminuição do nível de dopagem do material, no aumento da densidade de potência de bombeamento admissível, na redução do limiar de emissão laser, no aumento da qualidade de feixe e finalmente no aumento da eficiência do laser.
7. O perfil de radiação de bombeamento é outro aspecto que deve ser optimizado. Um perfil de bombeamento homogéneo resulta num perfil homogéneo de absorção pelo meio activo, reduzindo efectivamente todos os problemas térmicos no material associados ao bombeamento que podem resultar até na fractura do mesmo. A qualidade de feixe laser é também adversamente afectada pela não homogeneidade do bombeamento.
8. Verificou-se também que, no regime de baixas potências, a fonte de bombeamento é geralmente um laser díodos acoplado a fibra óptica, resultando num perfil de bombeamento homogéneo. No entanto, para altas potências, é necessário homogeneizar a radiação divergente emitida pelos módulos de laser díodos. Actualmente é utilizada uma guia de onda de secção circular para este efeito mas verifica-se por um lado que o perfil da radiação não é totalmente homogéneo como se pretende e, por outro, uma redução significativa na densidade de potência de bombeamento.

Com o objectivo de fornecer ao existente conceito de laser de disco algumas melhorias baseadas nas conclusões referidas, desenvolveu-se um modelo que se aproxima das condições de operação de um laser de disco. Para o desenvolvimento deste modelo foram utilizados vários software's de simulação e projecto que se apresentam no próximo capítulo.

# *Capítulo 3*

## **3. FERRAMENTAS PARA MODELAÇÃO NUMÉRICA DO SISTEMA LASER**

Neste capítulo pretende-se introduzir as ferramentas de desenho, modelação e optimização do sistema laser, utilizadas nos trabalhos da presente tese de doutoramento. A parametrização do sistema laser de disco é bastante complexa, sendo necessários diferentes software's para cada fase específica do sistema.

O software ZEMAX<sup>®</sup> foi utilizado em modo não sequencial para definir e optimizar tridimensionalmente todos os parâmetros ópticos do sistema de direccionamento da energia de bombeamento desde a fonte de laser díodos até ao meio activo. Foram calculados pela técnica de traçado de raios a radiação incidente, a radiação absorvida e o perfil tridimensional de radiação absorvida no meio activo.

Com o software WINLASE, dimensiona-se a cavidade de ressonância com especial incidência na obtenção de laser TEM<sub>00</sub>. Este software é normalmente utilizado na parametrização de cavidades de ressonância e não leva em conta o efeito de lentes térmicas, pelo que foi combinado com o LASCAD<sup>®</sup> para obter resultados mais próximos do real.

Com o software LASCAD<sup>®</sup>, os dados obtidos pela técnica de traçado de raios no ZEMAX<sup>®</sup> foram importados e tratados de forma a calcular tridimensionalmente a temperatura, tensões, deformações e densidade de potência do meio activo. É também calculada a lente térmica equivalente criada pelo perfil de absorção. Com os dados obtidos, dimensiona-se e optimiza-se a cavidade de ressonância. São calculados os parâmetros de qualidade do feixe, a curva de emissão laser em multimodo e em TEM<sub>00</sub> e a curva de emissão laser tendo em conta os valores de reflectividade do acoplador de saída.

Foi utilizado o software AUTOCAD<sup>®</sup> para efectuar o projecto tridimensional de algumas peças que terão sido exportadas para o ambiente ZEMAX<sup>®</sup>. Foram também projectadas e fabricadas algumas peças que foram posteriormente utilizadas no sistema desenvolvido.

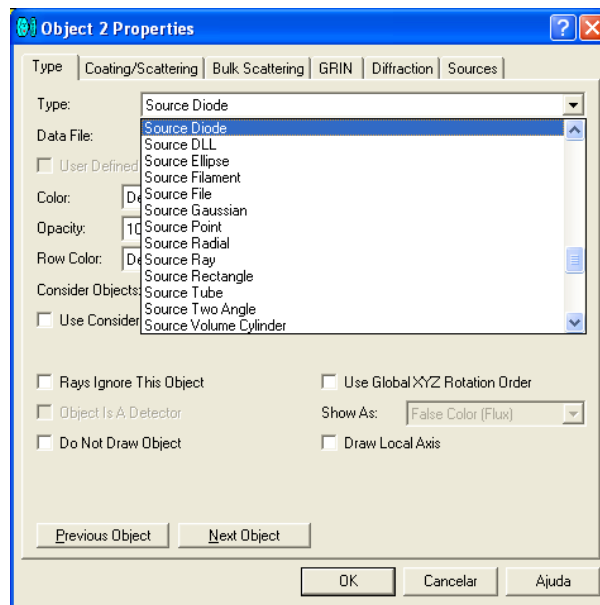
### 3.1. MODELAÇÃO DE SISTEMAS ÓPTICOS

O método de Monte-Carlo de traçado de raios é usado para calcular a absorção de radiação em cada elemento através da análise qualitativa e quantitativa de propagação de cada fóton desde a fonte que o emitiu até à sua total absorção, passando por todos os elementos ópticos intermédios. Existem já métodos numéricos de estudo das equações diferenciais de absorção, amplificação, inversão com a temperatura envolvidas na emissão de laser<sup>59-61</sup>. O ZEMAX<sup>®</sup> foi a ferramenta utilizada para modelação dos sistemas ópticos descritos nesta tese. O método utilizado foi o de traçado de raios tridimensional em modo não sequencial. O modo não sequencial de traçado de raios é utilizado em sistemas ópticos que possibilitam aos raios seguirem diversos caminhos ópticos não pré-definidos, ou seja, cada raio que é emitido pela fonte emissora poderá incidir em qualquer objecto e nele ser absorvido, refractado, reflectido, difractado, dispersado, dividido, etc. A ordem com que os raios interagem com cada componente óptico depende, no caso do modo não sequencial, exclusivamente do seu percurso. Por este motivo, as simulações no modo não sequencial exigem geralmente bastante tempo para obter valores precisos. Todos os objectos utilizados no modo não sequencial são tridimensionais e podem dividir-se em três tipos:

- Fontes emissoras – é o objecto que emite os raios utilizados na simulação
- Elementos ópticos geométricos – definem os componentes ópticos nos quais os raios emitidos são absorvidos, refractados, reflectidos, difractados, dispersados, divididos, etc
- Detectores – adquirem a informação qualitativa/quantitativa relativa aos raios que neles incidem.

Com os três tipos de objectos referidos, é possível desenhar e parametrizar todo o sistema óptico que transfere a radiação de bombeamento até ao meio activo do sistema laser de disco. Em seguida será feita uma breve introdução ao tipo de metodologia utilizada para obter os resultados de potência incidente, potência absorvida e distribuição de potência absorvida pelo meio activo.

### 3.1.1. FONTES RADIANTES



**Fig. 3.1** – Exemplos de tipos de fontes emissoras de raios no ZEMAX®

Existem diversos tipos de fontes radiantes, tal como se pode observar na Fig. 3.1. No caso específico do laser de disco, no entanto, apenas é importante considerar a fonte que mais se aproxima da utilizada numa situação real. Será considerada apenas a fonte radiante “*Source Diode*”, dado que é o tipo de fonte utilizada no sistema de laser de disco, que será descrito nos próximos capítulos. Esta fonte é utilizada para simular um laser díodos ou um módulo de laser díodos. Será constatado mais à frente que para baixas potências, uma vez que é frequente usar laser díodos acoplados a fibras ópticas, a fonte radiante “*source ellipse*” pode ser utilizada. As características específicas da fonte radiante “*source diode*” são definidas no editor de componentes não sequenciais, tal como se pode observar na Fig. 3.2.

Non-Sequential Component Editor									
Object	Type	X-Divergence	X-SuperGauss	Y-Divergence	Y-SuperGauss	Number X	Number Y	Delta X	Delta Y
1	Slide								
2	Source Diode	4.500000	3.000000	0.250000	1.000000	47	25	0.217000	1.750000
3	Rectangular ..	0.000000	0.000000	0.000000					
4	Toroidal Lens	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
5	Rectangular ..	0.000000	0.000000	0.000000					
6	Toroidal Lens	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
7	Toroidal Lens	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
8	Rectangular ..	0.000000	0.000000	0.000000					
9	Toroidal Lens	68.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
10	Toroidal Lens	68.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000

**Fig. 3.2** – Lista de alguns dos parâmetros a definir na fonte radiante laser díodos

Existem parâmetros comuns a todos os tipos de fontes, tais como, a posição no sistema tridimensional, a direcção, o número de raios visualizados no ecrã e considerados na

simulação, a potência total emitida pela fonte e o espectro de emissão, que pode conter um comprimento de onda ou vários, e diferentes pesos para cada um deles. No caso específico da fonte de laser díodos, esta pode parametrizar-se de forma a definir um díodo unidimensional ou uma grelha bidimensional de díodos, correspondendo assim a uma barra de laser díodos. Cada emissor possui uma distribuição de intensidade dada por:

$$I(\theta_x, \theta_y) = I_0 e^{-2 \left( \left( \frac{\theta_x}{\alpha_x} \right)^{2G_x} + \left( \frac{\theta_y}{\alpha_y} \right)^{2G_y} \right)} \quad [3.1]$$

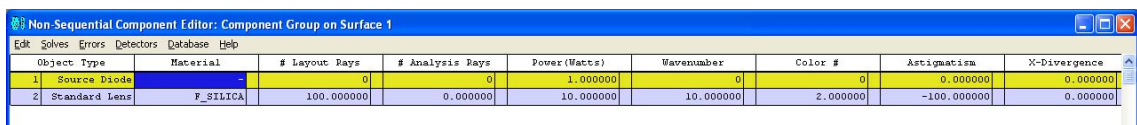
Onde  $\alpha_x$  é o ângulo de divergência no plano XZ,  $G_x$  é o factor supergaussiano na direcção  $x$ . As definições para o eixo Y são equivalentes. Quando  $G_i$  assume o valor 1, significa que se trata de uma distribuição Gaussiana naquele eixo; quando é superior a 1, a distribuição torna-se mais próxima de “*flat-top*”, ou plana no topo. Quando se considera uma distribuição bidimensional de emissores de laser díodos, o número de emissores ao longo dos eixos  $x$  e  $y$  bem como o espaçamento entre cada emissor podem ser definidos respectivamente nos parâmetros “*Number x*”, “*Number y*”, “*Delta x*” e “*Delta y*”. Desta forma, é possível modelar com grande precisão a fonte de bombeamento a utilizar no sistema laser de disco a desenvolver.

O número de raios utilizados no processo de simulação é um parâmetro crítico em todo o processo de modelação do sistema. Um número reduzido de raios nas simulações resulta num reduzido tempo dispendido mas a precisão dos resultados é igualmente baixa. Por outro lado, um número demasiado elevado de raios considerados resulta numa elevada precisão dos resultados, mas o tempo dispendido em cada simulação é também aumentado. Conclui-se portanto que existe um número de raios óptimo a utilizar em cada simulação, que pode variar desde as centenas de milhares para sistemas ópticos de baixa complexidade até vários milhões para sistemas mais complexos. O procedimento para obtenção do número óptimo de raios consiste no seu aumento progressivo até que a potência incidente/absorvida pelos detectores bem como a distribuição de potência convirjam. Devido à complexidade do sistema em análise, verifica-se que a utilização de 5 milhões de raios é suficiente para a obtenção de resultados precisos. Existem adicionalmente parâmetros a definir que podem reduzir o tempo simulação sem reduzir a precisão de resultados. Nas definições de simulação não sequencial, podem parametrizar-se o número máximo de segmentos por raio, o número de intersecções por cada raio, a intensidade relativa mínima de cada raio, etc.



### 3.1.2. ELEMENTOS ÓPTICOS GEOMÉTRICOS

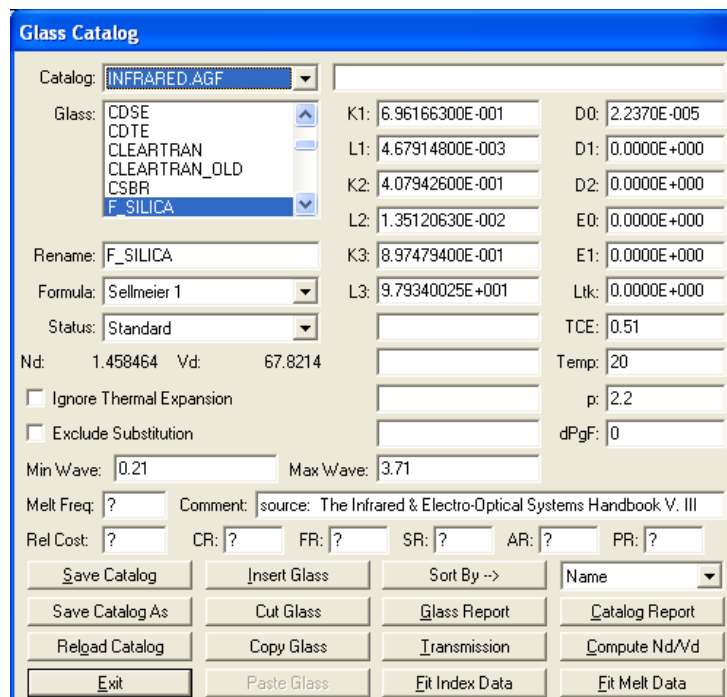
A ferramenta ZEMAX<sup>®</sup> possui uma vasta lista de objectos com formas geométricas que podem ser utilizados para absorver, refractar, reflectir, etc, os raios emitidos pela fonte radiante. Cada objecto pode ser parametrizado para absorver, refractar ou reflectir os raios que nele incidem, dependendo da função para a qual se pretende que funcione. As propriedades de reflexão, absorção ou refacção são parametrizadas de acordo com o material seleccionado para esse objecto no menu editor de componentes não sequenciais (Fig. 3.3).



Object Type	Material	# Layout Rays	# Analysis Rays	Power(Watts)	Wavenumber	Color #	Astigmatism	X-Divergence
1 Source Diode	-	0	0	1.000000	0	0	0.000000	0.000000
2 Standard Lens	F_SILICA	100.000000	0.000000	10.000000	10.000000	2.000000	-100.000000	0.000000

Fig. 3.3 – Selecção do parâmetro “Material” no menu editor de componentes não sequenciais

No caso de se pretender que um objecto tenha a função de absorver qualquer raio que nele incida, deverá seleccionar-se a função “absorb” na caixa “material” desse objecto. Caso se pretenda que o objecto apresente as características de um reflector, deverá seleccionar-se a função “mirror”. Caso se pretenda que o objecto se comporte como um material refractor, todas as características do material deverão ser definidas através do menu “Glass Catalog”.



**Glass Catalog**

Catalog: INFRARED.AGF

Glass: CDSE, CDTE, CLEARTRAN, CLEARTRAN\_OLD, CSBR, **F\_SILICA**

Rename: F\_SILICA

Formula: Sellmeier 1

Status: Standard

Nd: 1.458464 Vd: 67.8214

☐ Ignore Thermal Expansion

☐ Exclude Substitution

Min Wave: 0.21 Max Wave: 3.71

Melt Freq: ? Comment: source: The Infrared & Electro-Optical Systems Handbook V. III

Rel Cost: ? CR: ? FR: ? SR: ? AR: ? PR: ?

K1: 6.96166300E-001 D0: 2.2370E-005

L1: 4.67914800E-003 D1: 0.0000E+000

K2: 4.07942600E-001 D2: 0.0000E+000

L2: 1.35120630E-002 E0: 0.0000E+000

K3: 8.97479400E-001 E1: 0.0000E+000

L3: 9.79340025E+001 Ltk: 0.0000E+000

TCE: 0.51

Temp: 20

p: 2.2

dPgF: 0

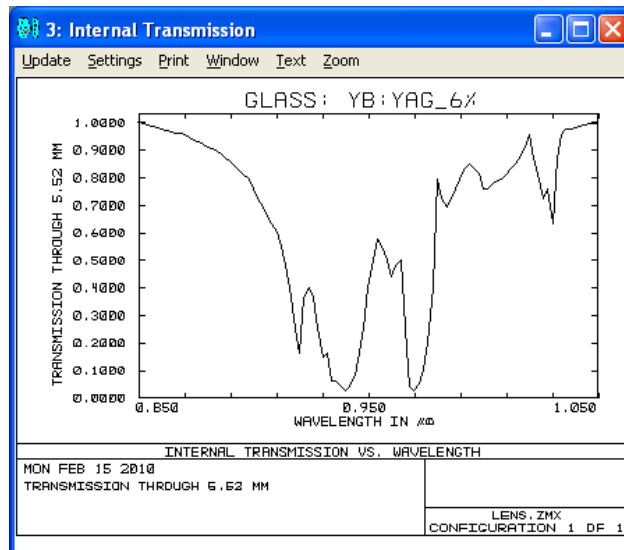
Buttons: Save Catalog, Insert Glass, Sort By -->, Name, Save Catalog As, Cut Glass, Glass Report, Catalog Report, Reload Catalog, Copy Glass, Transmission, Compute Nd/Vd, Exit, Paste Glass, Fit Index Data, Fit Melt Data

Fig. 3.4 – Catálogo de materiais disponibilizados pelo ZEMAX<sup>®</sup>

Pode-se observar na Fig. 3.4, que existem vários catálogos de materiais cujas características ópticas se encontram pré-definidas. No entanto, é sempre possível actualizar os valores ou criar materiais novos, dependendo da necessidade específica de cada caso. Um dos parâmetros que poderá ser alterado é o espectro de absorção/transmissão do material, que depende do comprimento de onda da radiação que o atravessa, da dopagem do material, da temperatura e da distância percorrida pela radiação no interior do material. Os valores de transmissão de cada material podem ser definidos tendo em conta o comprimento de onda da radiação e a distância percorrida pela mesma enquanto é absorvida até um máximo de cem pontos diferentes. Pode-se observar como exemplo na Fig. 3.5, alguns valores que dão origem ao espectro de transmissão que se apresenta na Fig. 3.6 do meio activo Yb:YAG dopado a 6%, com uma espessura de 230 $\mu$ m, à temperatura de 300°K, para uma configuração de 24 passagens.

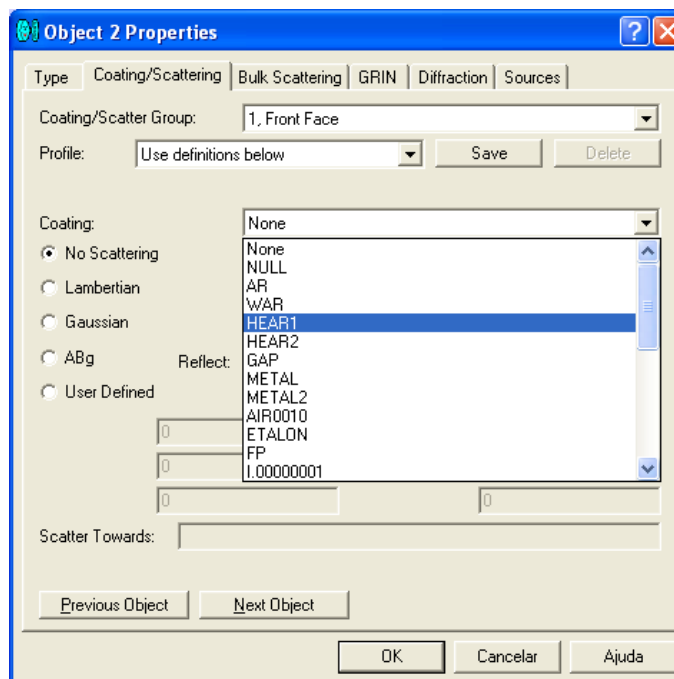
Transmission Data			
Glass: YB:YAG_6%			
Num	Lambda	Trans	Thick
43	0.934000	0.064469	5.520000
44	0.936000	0.064469	5.520000
45	0.938000	0.040823	5.520000
46	0.940000	0.025850	5.520000
47	0.942000	0.040823	5.520000
48	0.944000	0.081016	5.520000
49	0.946000	0.160780	5.520000
<div> <div>Scroll Up</div> <div>Page Up</div> <div>Save</div> </div>			
<div> <div>Scroll Dn</div> <div>Page Dn</div> <div>Exit</div> </div>			

**Fig. 3.5** – Dados de transmissão para o Yb:YAG



**Fig. 3.6** – Espectro de transmissão em função do comprimento de onda para o Yb:YAG dopado a 6% com uma espessura de 230μm na configuração de 24 passagens

Outro parâmetro que pode ser definido é o tipo de revestimento das superfícies de interface de cada objecto. Aspectos como o revestimento anti-reflexão, alta-reflexão ou outros que o material possui podem ser definidos individualmente para cada interface do material seleccionado. Esta função aplica-se também no caso dos reflectores. Pode observar-se na Fig. 3.7 a existência de vários revestimentos aplicáveis neste caso na face frontal do objecto 2.



**Fig. 3.7** – Definição do tipo de revestimento aplicado a cada face do objecto seleccionado

É de referir que qualquer um dos objectos referidos pode ser definido como detector. No entanto, a informação obtida é apenas de valor total detectado, não havendo lugar à obtenção de imagens ou distribuições bidimensionais ou tridimensionais de potência absorvida nos materiais. Para essa função é necessário utilizar um detector, bidimensional ou tridimensional, tal como será descrito em seguida.

### **3.1.3. Detectores**

A função dos detectores no ZEMAX<sup>®</sup> é fornecer informação sobre a potência incidente e/ou absorvida num determinado ponto ou área. Existem quatro tipos de detectores no ZEMAX<sup>®</sup>, o detector rectangular, o detector circular, o detector volúmico e o detector objecto facetado.

O detector rectangular é o que permite registar maior quantidade de dados, entre os quais, a potência incidente, o ângulo de incidência, a distribuição bidimensional de potência e o perfil lateral de potência incidente/absorvida na área definida pelo detector. Este tipo de detector pode ser colocado no interior ou exterior de um outro objecto e pode ter a função de absorver, reflectir ou não ter qualquer efeito sobre a radiação nele incidente. A forma do detector está, no entanto, limitada a uma superfície rectangular definida pelo utilizador. A resolução da imagem obtida pode ser ajustada pela parametrização do número de pixels do detector, tendo consequentemente influência no tempo total necessário para cada simulação. É possível utilizar este tipo de detector para detectar radiação proveniente apenas de um sentido, com ângulos limitados ou com determinada polarização.

O detector circular ou de superfície, permite registar apenas a potência incidente e/ou absorvida na superfície parametrizada. No entanto, é possível parametrizar vários tipos de superfícies, como, uma circunferência, um anel, uma superfície esférica, asférica ou cónica. Tal como o anterior detector, é possível detectar a radiação proveniente apenas de um sentido.

O detector volúmico, tal como o detector rectangular, está limitado à forma de um rectângulo. No entanto, é possível com este detector acrescentar uma dimensão à informação obtida de potência, ou seja, o detector é um paralelepípedo cujas dimensões são definidas pelo utilizador, bem como o número de vóxeis. Este detector pode ser colocado no interior, no exterior ou apresentando uma intersecção entre este e um outro objecto tridimensional. Neste último caso, pode-se parametrizar o detector de forma a realizar as suas funções no volume de intersecção, assumindo assim a forma tridimensional pretendida pelo utilizador. Sempre que seja geometricamente possível, este detector pode também ser usado directamente como o objecto sobre o qual se pretende obter a informação, sem necessidade de acrescentar um outro objecto geométrico. Todos os parâmetros de acabamento de superfícies e materiais podem

igualmente ser parametrizados. Com o detector volúmico pode-se obter informação sobre a potência incidente, potência absorvida e perfil lateral de potência em cada plano do volume, potência absorvida por unidade de volume ou até por cada voxel e a distribuição bi-dimensional ou tri-dimensional de potência absorvida. A resolução do detector volúmico é um aspecto a considerar que tem grande influência no tempo de cálculo de cada simulação e que deve ser ajustada juntamente com o número de raios utilizados na simulação. Tal como já foi referido, qualquer objecto facetado pode também fornecer informação sobre a radiação que nele incide ou por ele é absorvida. Não é possível, no entanto, obter uma imagem da distribuição bi ou tri-dimensional de potência nem é possível obter informação sobre a potência absorvida por unidade de volume.

### **3.2. DESENHO E MODELAÇÃO DE CAVIDADES DE RESSONÂNCIA**

A cavidade de ressonância de um sistema laser é fundamental na obtenção de um feixe laser. A eficiência de extracção e a eficiência de sobreposição dependem directamente de uma correcta parametrização da cavidade de ressonância. Exemplos de parâmetros que influenciam a performance de uma cavidade de ressonância são: a curvatura dos espelhos, a reflectividade do acoplador de saída, o número de espelhos envolvidos, o ângulo entre cada espelho e o feixe que circula na cavidade, a distância entre cada componente, a potência envolvida, o diâmetro do feixe em cada componente, etc.

A modelação de cavidades de ressonância resulta na obtenção de resultados otimizados num inferior tempo dispendido.

#### **3.2.1. WINLASE<sup>®</sup>**

O software WINLASE<sup>®</sup>, é utilizado para desenhar e modelar cavidades de ressonância e analisar a propagação de feixes Gaussianos em sistemas ópticos complexos através de algoritmos matriciais ABCD<sup>62</sup>. O uso deste software destina-se essencialmente à simulação rápida de feixes Gaussianos ideais com aproximação paraxial, não tendo portanto aplicabilidade para além da situação específica de feixes TEM<sub>00</sub>. O desenho de uma cavidade de ressonância inicia-se com a definição dos elementos que a compõem e do comprimento de onda da radiação envolvida. Na janela “*Standing Wave Cavity Design*” seleccionam-se os elementos que inicialmente se pretendem na cavidade. Pode observar-se na Fig. 3.8 um exemplo de uma cavidade com três elementos.

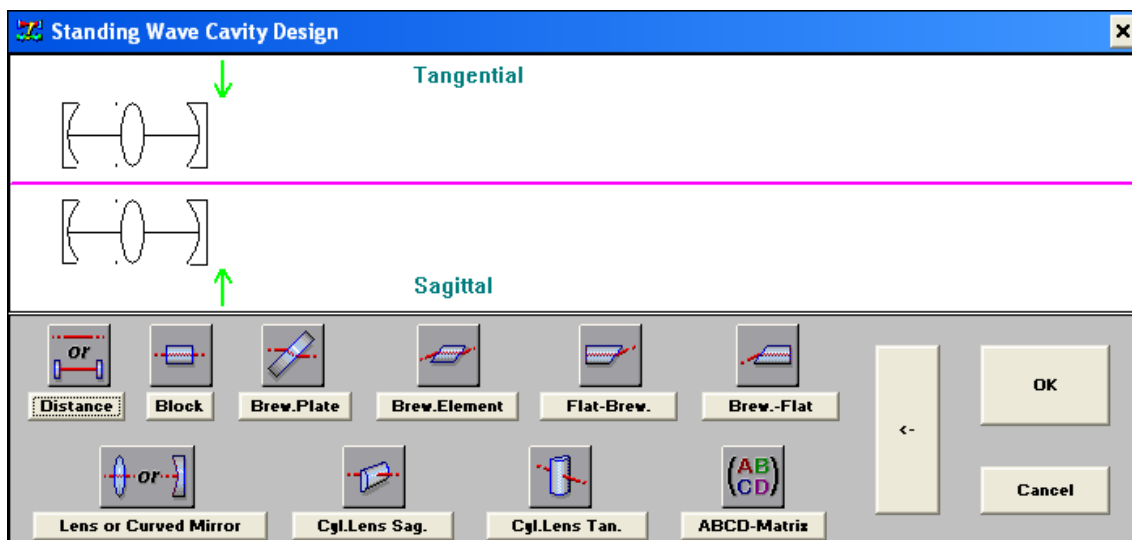


Fig. 3.8 – Definição dos elementos que compõem a cavidade de ressonância

A selecção dos elementos efectua-se neste caso através da opção “*Lens or Curved Mirror*”, seguido da criação de uma distância através da opção “*Distance*”. A criação de mais elementos processa-se da mesma forma. É de referir que a definição dos elementos como lente ou espelho se efectua num outro menu que será referido mais à frente. Após a criação dos elementos pretendidos, selecciona-se “*OK*”. Na nova janela que surge “*Cavity Parameter*”, é necessário definir as distâncias entre componentes e as distâncias focais de cada componente.

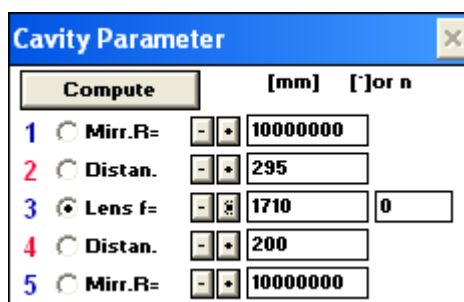
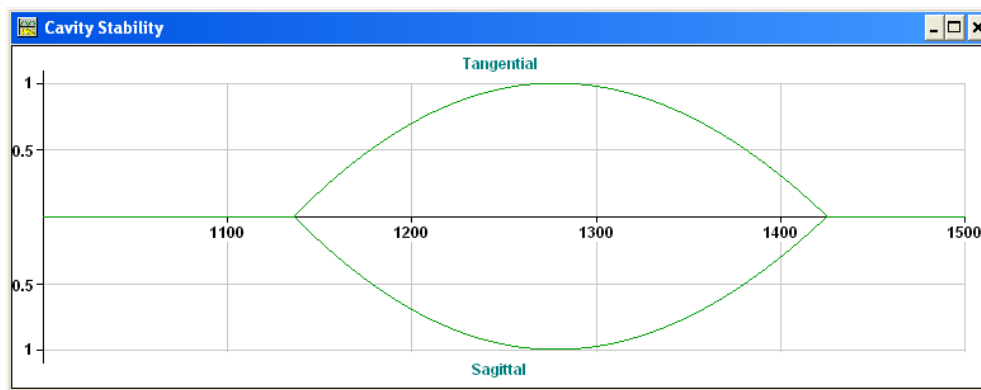


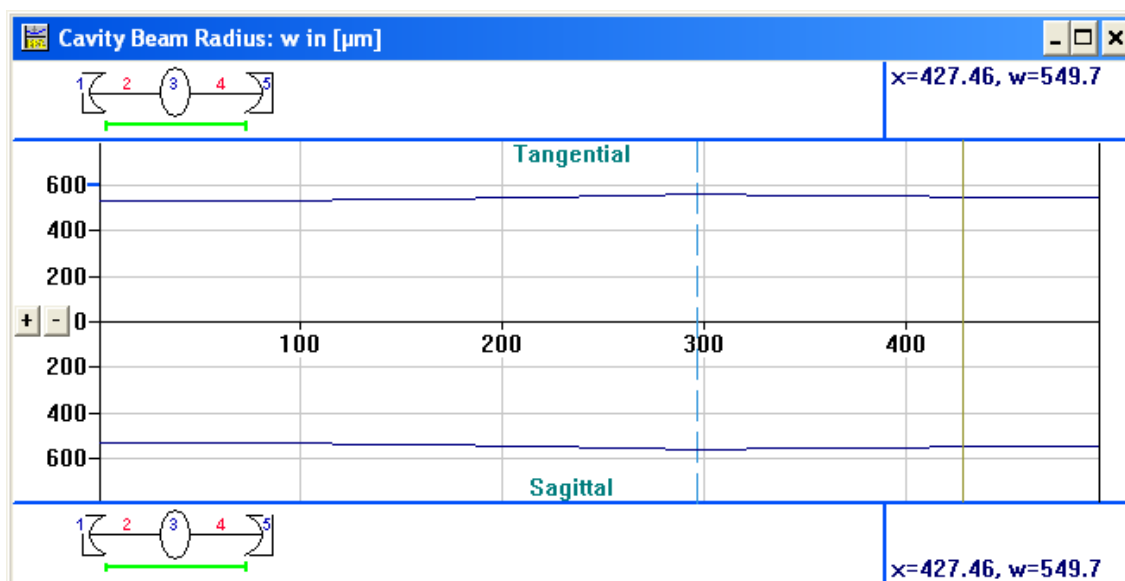
Fig. 3.9 – Definição das distâncias entre componentes e distâncias focais de cada componente

Com os parâmetros dos elementos da cavidade definidos, tal como se pode observar na Fig. 3.9, obtém-se o diagrama de estabilidade da Fig. 3.10. Este diagrama representa a estabilidade da cavidade de ressonância com a variação do parâmetro distância focal do elemento 3.



**Fig. 3.10** – Diagrama de estabilidade da cavidade de ressonância

Pode-se observar que a cavidade representada é estável para uma distância focal do elemento 3 entre 1150mm e 1420mm. Esta informação é particularmente útil no caso dos lasers de disco, uma vez que o disco não é absolutamente plano e o seu raio de curvatura varia com a potência de bombeamento. Desta forma, é possível parametrizar uma cavidade de ressonância que se mantenha estável, mesmo com a variação da distância focal de um ou mais componentes.

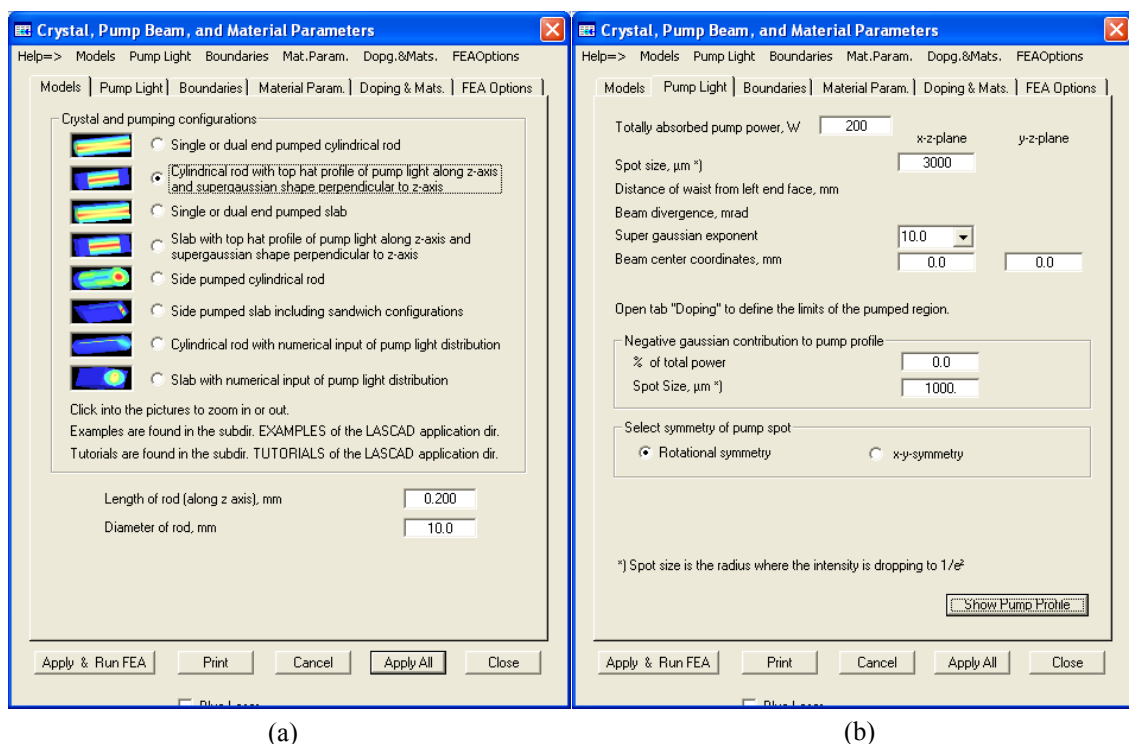


**Fig. 3.11** – Diagrama com informação das dimensões do feixe no interior da cavidade de ressonância

Através do diagrama representado na Fig. 3.11 pode retirar-se informação sobre a variação do diâmetro do feixe no interior da cavidade de ressonância. Esta informação pode ser relevante para definir o diâmetro de feixe mínimo admissível por cada componente, dada a densidade de potência no interior da cavidade. Todos os parâmetros podem ser ajustados individualmente, inseridos novos componentes ou eliminados, de forma a que se obtenha uma cavidade de ressonância otimizada para a situação específica em causa.

### 3.2.2. LASCAD<sup>®</sup>

A modelação da cavidade de ressonância através do software LASCAD<sup>®</sup> permite a combinação de várias ferramentas de análise computacional: a análise térmica e estrutural por elementos finitos (FEA), o algoritmo matricial de propagação de feixes Gaussianos (ABCD code) e o algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos (BPM code). Desta forma, é possível modelar cavidades de ressonância e analisar os efeitos térmicos e estruturais numa perspectiva tridimensional, o perfil do feixe laser, a qualidade do feixe laser, a potência de saída multi-modo e TEM<sub>00</sub>, a eficiência laser, bem como a propagação do feixe no exterior da cavidade, tendo em conta parâmetros como a reflectividade, raio de curvatura e distância entre componentes da cavidade, perdas por difracção, saturação do ganho, etc. A primeira ferramenta computacional, que permite efectuar a análise de elementos finitos, é usada para modelar a distribuição de temperatura, deformação e tensões no meio activo. O LASCAD<sup>®</sup> apresenta vários modelos pré-definidos de sistemas típicos contendo a distribuição tridimensional de potência absorvida, tal como se pode observar na Fig. 3.12.

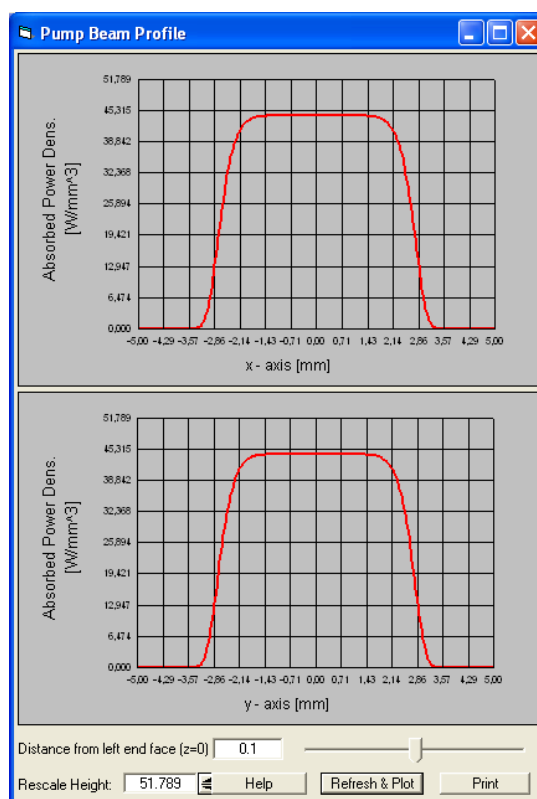


**Fig. 3.12** – (a) Modelos pré-definidos de meios activos com distribuição de potência absorvida.  
(b) Parâmetros de bombeamento.

Neste caso, o modelo seleccionado trata-se de um meio activo cilíndrico com 200 $\mu\text{m}$  de espessura e 10mm de diâmetro bombeado pela extremidade com um perfil de bombeamento

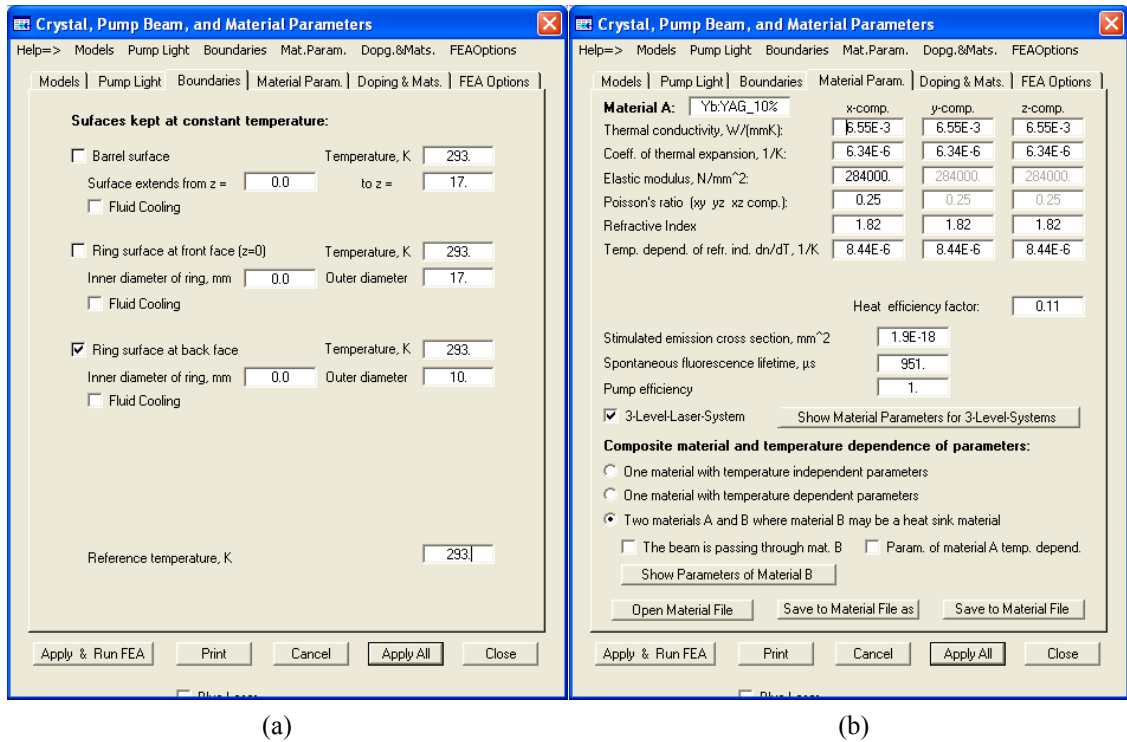


do tipo “*top hat*” perpendicular ao eixo do cristal. A potência absorvida é de 200W e o diâmetro de bombeamento é 6mm. O expoente supergaussiano seleccionado é de 10 com simetria rotacional. Pode observar-se na Fig. 3.13 o perfil de bombeamento seleccionado.



**Fig. 3.13** – Perfil de bombeamento segundo especificações parametrizadas na Fig. 3.12

O esquema de bombeamento pode no entanto apresentar características muito particulares e que não fazem parte dos modelos pré-definidos pelo LASCAD<sup>®</sup>. Os dados da distribuição de potência absorvida pelo material bombeado pelo referido esquema de bombeamento é assim fundamental para que seja possível modelar correctamente o sistema laser. Para essas situações, o LASCAD<sup>®</sup> permite importar ficheiros provenientes de software's de simulação por traçado de raios como o ZEMAX<sup>®</sup> ou o TRACEPRO<sup>®</sup> cujo conteúdo seja a distribuição tridimensional de potência absorvida por um meio activo definido nesse ambiente. Os parâmetros de refrigeração do meio activo, tal como as suas características são respectivamente definidas nos menus “*Boundaries*” e “*Material Param*”, independentemente da proveniência do perfil tridimensional de potência absorvida, tal como se pode observar pela Fig. 3.14.



**Fig. 3.14** – (a) Parametrização do sistema de refrigeração do meio ativo. (b) Características do meio ativo

Finalmente, definem-se as condições de simulação tais como a resolução e número de iterações. Após a definição de todos os parâmetros referentes ao bombeamento, meio ativo e refrigeração, análise térmica e estrutural por elementos finitos (FEA) pode ser iniciada. Esta análise decompõe-se em três fases: determinação da distribuição de calor no meio ativo, resolução das equações diferenciais de condução térmica e a resolução das equações diferenciais de deformação estrutural. As equações diferenciais de condução térmica são dadas por:

$$-div[k(T)\nabla(T)] = Q(x, y, z) \quad [3.2]$$

onde  $k$  é o coeficiente de condutividade térmica,  $T$  é a temperatura constante da superfície (definida no LASCAD<sup>®</sup>) e  $Q(x, y, z)$  é a distribuição tridimensional de calor no meio ativo, que pode ser definida em ambiente LASCAD<sup>®</sup> através dos esquemas pré definidos, ou resultante da análise de traçado de raios efectuada em ambiente ZEMAX<sup>®</sup>.

As equações diferenciais de deformação estrutural são dadas por:

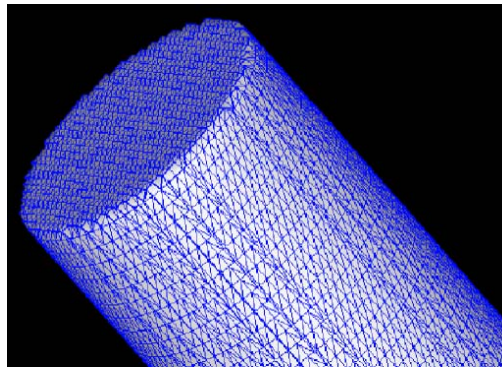
$$(\varepsilon_{ij}) = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)(T - T_0) + \frac{1}{E} C^{-1}(\sigma_{ij}) \quad [3.3]$$

onde  $\varepsilon_{ij}$  é o tensor de deformação dado por

$$(\varepsilon_{ij}) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad [3.4]$$

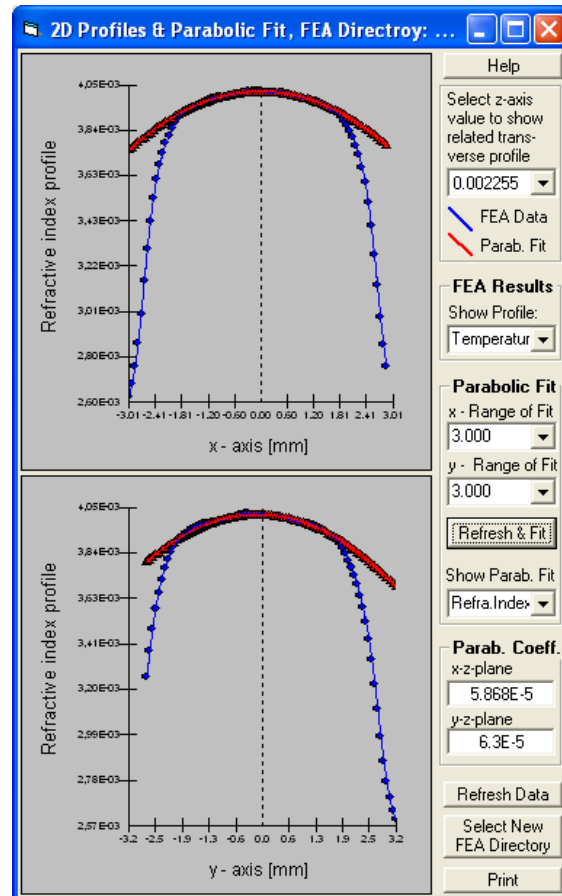
$\alpha_i$  é o coeficiente de expansão térmica,  $E$  é o módulo elástico,  $\sigma_{ij}$  é o tensor de tensões e  $u_i$  é o deslocamento.

Para resolver as equações diferenciais, o LASCAD<sup>®</sup> cria uma representação geométrica tridimensional do meio activo, dividindo-o através de uma grelha cuja resolução é definida pelo utilizador. A precisão dos resultados depende directamente da resolução seleccionada para a grelha, tal como o tempo de simulação, dado que as equações são posteriormente resolvidas para cada elemento. Pode observar-se na Fig. 3.15 a aplicação da referida grelha para o caso de um meio activo cilíndrico.



**Fig. 3.15** – Método utilizado pelo LASCAD<sup>®</sup> para aplicação do método FEA

Após a utilização do método de análise FEA, é construído um elemento que é inserido na cavidade de ressonância na posição do meio activo que contém a informação relativa à deformação do meio activo, tensões aplicadas, temperatura e distribuição de calor absorvido. Estes dados podem ser visualizados e quantificados em imagens tridimensionais. Este elemento pode geralmente ser definido por aproximação parabólica, tal se encontra ilustrado na Fig. 3.16. Com os coeficientes parabólicos obtidos, é possível modelar a cavidade de ressonância através do algoritmo matricial de propagação de feixes Gaussianos (ABCD code).



**Fig. 3.16** – Aproximação parabólica para determinação do elemento representativo do meio activo no interior da cavidade de ressonância

Através da distribuição Gaussiana do modo e da distribuição de potência absorvida é possível calcular a potência laser multimodo,  $TEM_{00}$ , em modo de operação contínuo ou pulsado tendo em conta os efeitos referidos anteriormente. A curva de emissão laser em função da potência absorvida ou em função da reflectividade do acoplador de saída pode ser visualizada. Adicionalmente, é possível efectuar a optimização da cavidade de ressonância com a alteração do comprimento da cavidade, ângulo entre os vários componentes, aplicação de espelhos ou lentes, alteração da distância focal dos componentes, etc.

Quando a aproximação parabólica não é representativa do perfil de potência absorvida, terá que ser aplicado o algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos (BPM code). Este método usa os dados obtidos na análise FEA e não efectua a aproximação parabólica, resultando na simulação tridimensional completa da interacção de uma frente de onda que se propaga ao longo da cavidade de ressonância e meio activo, tendo em conta a distribuição tridimensional de índice de refração, e deformação do meio activo. O método referido será introduzido mais adiante.

# *Capítulo 4*

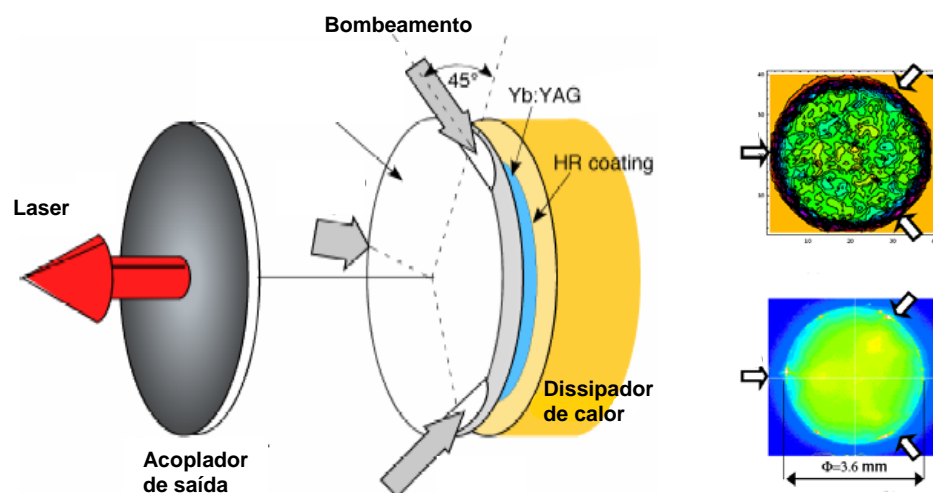
## **4. ESQUEMAS DE MULTIPASSAGEM PARA LASERS DE DISCO**

Neste capítulo é introduzido um novo esquema de multipassagem de radiação de bombeamento através do meio activo com aplicação em lasers de disco. O esquema de multipassagem permite transferir a radiação de bombeamento da fonte para o meio activo múltiplas vezes. O número de passagens proporcionado pelo sistema de multipassagem define várias características do sistema laser de disco, entre as quais a eficiência de absorção, a espessura do meio activo, a eficiência de refrigeração, o nível de dopagem, o limite máximo de densidade de potência absorvida, a potência limiar de emissão laser, a eficiência do sistema, a qualidade do feixe laser e a capacidade de evolução do sistema para altas potências sem perda de qualidade de feixe.

Será introduzido um esquema de multipassagem simplificado onde o bombeamento do meio activo é efectuado utilizando apenas um plano perpendicular ao plano do meio activo fornecendo cerca de 16 passagens de radiação através do meio activo para condições standard de feixe de bombeamento. O esquema proposto é amplificável até 4 planos, atingindo 64 passagens. O objectivo do processo de optimização do esquema de multipassagem consiste na obtenção de um perfil de bombeamento homogéneo e uma eficiência de absorção da radiação de bombeamento próxima de 100%, resultando na optimização da eficiência laser. A técnica utilizada consiste na utilização do traçado de raios tridimensional não sequencial em ZEMAX<sup>®</sup>, onde se obtém o ficheiro de dados de potência absorvida pelo meio activo, sendo por sua vez exportado para o ambiente LASCAD<sup>®</sup> onde se parametriza e optimiza a cavidade de ressonância e se obtém os resultados esperados de emissão laser. Descreve-se o procedimento experimental e apresentam-se os resultados obtidos para um sistema laser de disco tradicional. A comparação dos resultados experimentais com os resultados obtidos computacionalmente valida o processo de modelação adoptado pelo autor ao longo da dissertação.

#### 4.1. APLICAÇÃO DE ESQUEMAS DE MULTIPASSAGEM EM BOMBEAMENTO DE LASES DE DISCO

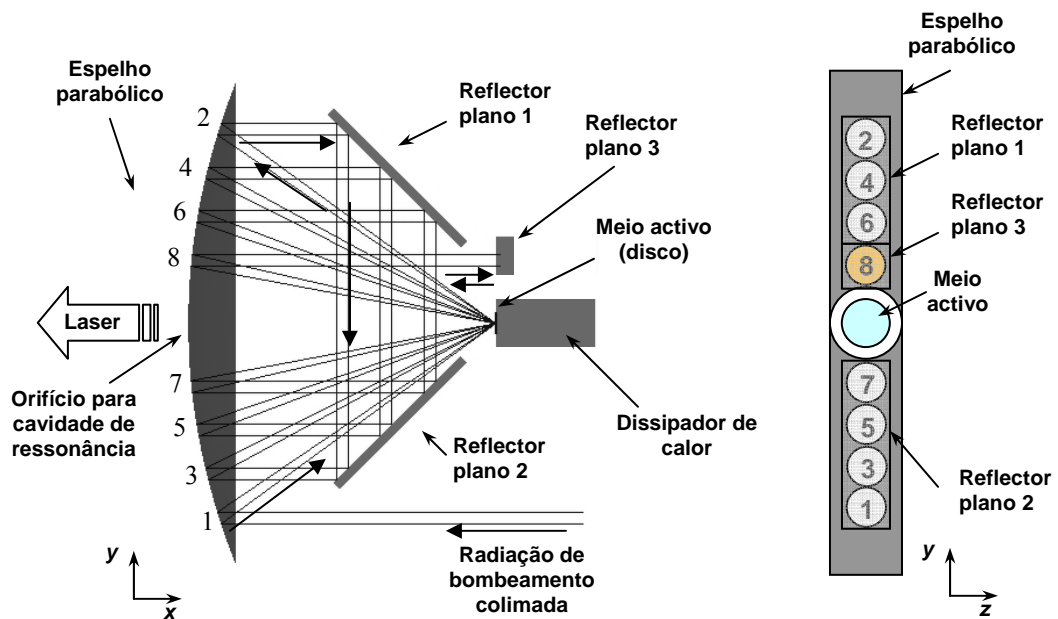
Tal como foi referido no capítulo 2, a melhor forma de reduzir os efeitos térmicos e tensões excessivas causados pelo bombeamento do meio activo na configuração de laser de disco é através da redução da sua espessura ou através da redução do nível de dopagem do meio activo, supondo sempre um bombeamento com perfil homogéneo de radiação absorvida. Desta forma, torna-se possível aumentar a potência de saída laser em simultâneo com a qualidade de feixe laser sem afectar a eficiência do sistema. Foi também referido que o material Yb:YAG tem sido o mais amplamente utilizado na configuração de laser de disco, especialmente em potências acima da centena de Watts. No entanto, as características do Yb:YAG como meio activo numa configuração de laser de disco implicam o uso de um sistema de multipassagem por forma a que a potência de bombeamento seja eficientemente absorvida pelo disco. Muitas aplicações de lasers de alta potência implicam a sua montagem e uso em plataformas móveis, tal como uma aeronave. Neste caso, a relativa complexidade do sistema de multidireccionamento de energia de bombeamento para o meio activo poderá ser crítica. O *Institute for Molecular Science* (Okazaki, Japão) apresentou uma alternativa às configurações descritas no capítulo 2 através do uso de um fino meio activo compósito, permitindo desta forma o seu bombeamento lateral<sup>63,64</sup>. Esta técnica utiliza a dimensão transversa do material activo para a absorção da radiação de bombeamento enquanto a direcção perpendicular é utilizada para a extracção do calor e para a emissão laser.



**Fig. 4.1** – Esquema de bombeamento de um laser de disco em configuração de bombeamento lateral e o correspondente perfil de bombeamento

Através do uso de um disco composto de Yb:YAG / YAG com 200 $\mu$ m de espessura e dopado a 15%, foi obtida uma potência laser de 34W para uma potência de bombeamento de 220W. A baixa eficiência do sistema deve-se ao facto de o perfil de bombeamento na zona correspondente à emissão laser não ser homogéneo, tal como se pode observar na Fig. 4.1. Verifica-se também absorção de radiação de bombeamento em zonas exteriores às que contribuem para a emissão laser. O nível de dopagem é também substancialmente superior ao utilizado na configuração de bombeamento típica do laser de disco, o que poderá resultar na intensificação dos efeitos térmicos adversos. O bombeamento lateral na configuração de laser de disco não se apresenta portanto como uma forma de superar aspectos como a eficiência do sistema e a qualidade de feixe laser do sistema convencional de bombeamento do laser de disco, embora se apresente com uma relativa inferior complexidade de montagem. A alternativa que se propõe nesta tese consiste num esquema de bombeamento cujo sistema de multipassagem permite aumentar o número de passagens da radiação de bombeamento através do meio activo. Desta forma, a espessura do meio activo poderá ser reduzida, bem como o nível de dopagem. Como resultado, os efeitos térmicos serão reduzidos, a eficiência de absorção será aumentada, o limiar de emissão laser será inferior e a qualidade de feixe será preservada com o aumento de potência de bombeamento.

## 4.2. SISTEMA DE MULTIPASSAGEM “MULTIPASS 16”



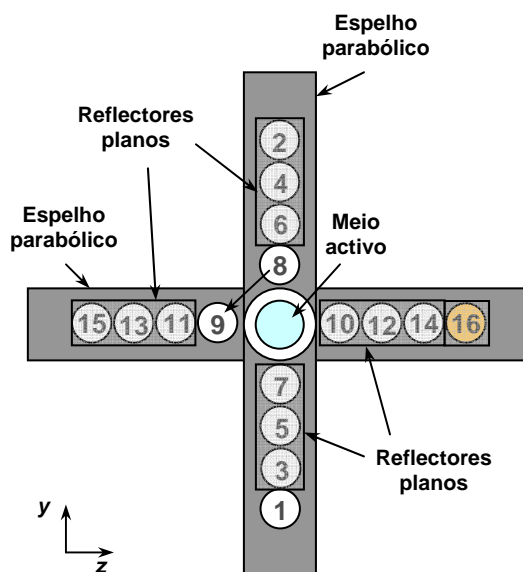
**Fig. 4.2** – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando apenas um plano de bombeamento

A Fig. 4.2 ilustra o esquema de bombeamento proposto, numa configuração desenhada para efectuar 16 passagens de radiação de bombeamento através do meio activo, para uma potência de bombeamento até 400W. O feixe de bombeamento proveniente de uma fonte de laser díodos acoplado a fibra óptica é devidamente colimado através da utilização de uma lente e em seguida é direccionado para a posição 1 do espelho parabólico paralelamente ao eixo do mesmo. O feixe incidente é reflectido pelo espelho parabólico para o seu foco onde é colocado o meio activo, formando nesse local a imagem da extremidade da fibra óptica. A face frontal do meio activo possui um revestimento de anti-reflexão para os comprimentos de onda de bombeamento e laser e a face traseira possui um revestimento de alta-reflexão para os mesmos comprimentos de onda. Desta forma, o feixe de bombeamento incidente atravessa o meio activo e é depois reflectido pela sua face traseira, somando assim dois percursos de absorção no interior do meio activo. Como a espessura do meio activo é muito baixa, verifica-se que o perfil de bombeamento da segunda passagem de radiação pelo meio activo é aproximadamente coincidente com o da primeira passagem. Dado que o feixe de bombeamento não é totalmente absorvido em apenas duas passagens, este volta a incidir no espelho parabólico, agora na posição 2 e consequentemente reflectido para o reflector plano 1. O reflector plano 1 perfaz  $45^\circ$  com o eixo de propagação do feixe de bombeamento que nele incide. O feixe é assim reflectido para o reflector plano 2, localizado na posição oposta ao



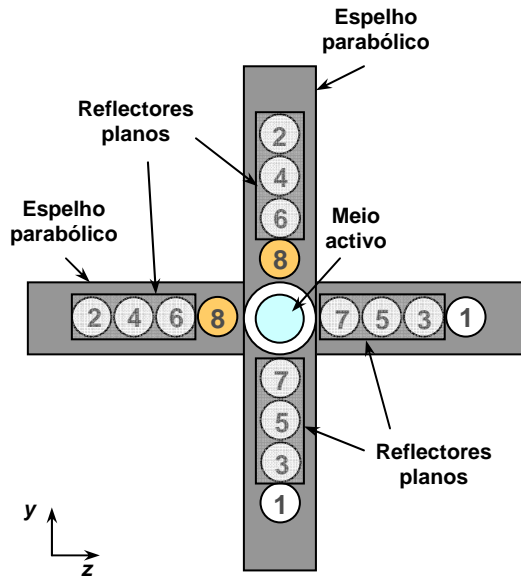
reflector plano 1 relativamente ao eixo de simetria do espelho parabólico e meio activo. Desta forma, o feixe de bombeamento é direccionado para a posição 3 do espelho parabólico e em seguida redireccionado para o seu foco, onde se localiza o meio activo. Os perfis de bombeamento da terceira e quarta passagens são consequentemente sobrepostos aos perfis das duas primeiras passagens, aumentando a densidade de potência absorvida, tal como já foi referido anteriormente. Analogamente ao processo referido para o percurso entre a posição 1 e a posição 2 do espelho parabólico, o feixe de bombeamento é redireccionado para a posição 3, 4, 5, 6, 7 e 8 do espelho parabólico, perfazendo 8 passagens de radiação de bombeamento através da mesma zona do meio activo. Após ser reflectido na posição 8 do espelho parabólico, o feixe de bombeamento é novamente paralelo (e colimado) ao eixo do espelho parabólico. Através da reflexão no reflector plano 3, o sentido de propagação do feixe de bombeamento é invertido e o processo repete-se integralmente, perfazendo mais 8 passagens da radiação através do meio activo no sentido oposto. Após as 16 passagens, a quantidade de radiação não absorvida deverá ser residual, dependendo das características do meio activo (espessura e nível de dopagem).

### 4.3. SISTEMA DE MULTIPASSAGEM “MULTIPASS 32”



**Fig. 4.3** – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando dois planos de bombeamento

A Fig. 4.3 ilustra o segundo esquema de bombeamento proposto. O processo de multipassagem é semelhante ao descrito para o sistema Multipass 16. No entanto, utilizam-se dois planos de bombeamento perpendiculares. A radiação de bombeamento efectua um percurso semelhante até à posição 8 do espelho parabólico. Ao incidir no espelho parabólico, a radiação de bombeamento é reflectida para um espelho plano que juntamente com um segundo reflector plano a redirecciona para o segundo plano de bombeamento com início na posição 9. O processo de multipassagem no segundo plano é inverso ao efectuado no primeiro plano, ou seja, o feixe inicia o seu percurso numa zona mais próxima do eixo de simetria do espelho parabólico e vai-se sucessivamente afastando em cada multipassagem, até incidir na posição 16. Nessa posição, onde já terá efectuado 16 passagens através do meio activo, o sentido de propagação do feixe é invertido por intermédio de um reflector plano e o feixe efectua o mesmo percurso em sentido inverso, totalizando assim 32 passagens pelo meio activo. A utilização de 2 planos de propagação do feixe para efectuar o bombeamento do meio activo pode alternativamente ser utilizada com um objectivo diferente. Com o esquema descrito, é também possível utilizar duas fontes de bombeamento para bombear o mesmo meio activo com 16 passagens. O esquema de bombeamento é tal como se ilustra na Fig. 4.4.



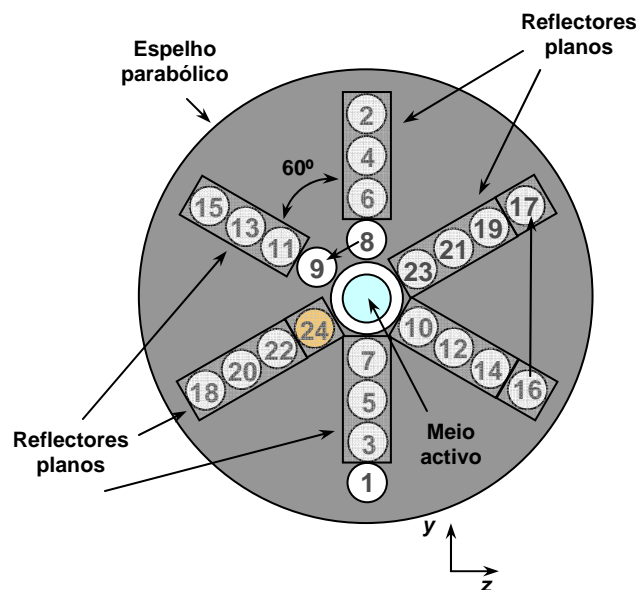
**Fig. 4.4** – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando dois planos de bombeamento

As vantagens da utilização de duas fontes de bombeamento num sistema de laser de disco são óbvias:

- É possível aumentar a potência de bombeamento para o dobro, mantendo o diâmetro da imagem projectada no meio activo. Desta forma, a densidade de potência incidente e absorvida pelo meio activo pode ser multiplicada por um factor de 2, reduzindo drasticamente o limiar de emissão laser.
- É possível, através do uso de duas fontes de laser díodos de inferior potência (metade), bombear o disco com a soma das duas, reduzindo simultaneamente o diâmetro da imagem projectada para metade.
- É possível bombear o mesmo meio activo em duas bandas de absorção diferentes através do uso de duas fontes de bombeamento com comprimentos de onda diferentes.
- É possível controlar activamente o perfil de bombeamento do meio activo através do uso de fontes de bombeamento com diâmetros diferentes. Os bombeamentos poderão ser concêntricos ou não, dependendo da aplicação.

#### 4.4. SISTEMA DE MULTIPASSAGEM “MULTIPASS 48” E “MULTIPASS 64”

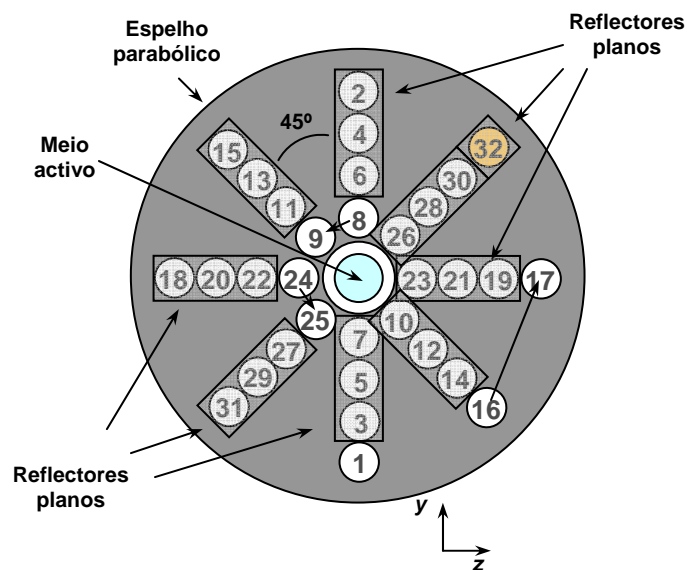
A amplificação do sistema de multipassagem no que respeita ao número de passagens é agora um processo simples que se baseia apenas na implementação de 2 reflectores por cada 16 passagens adicionais pretendidas, limitada apenas pelas dimensões do espelho parabólico e do feixe de bombeamento colimado. O ângulo entre cada plano de bombeamento é definido de forma a ocupar da melhor forma o espaço disponível no espelho parabólico tendo em conta o número de planos usados. A Fig. 4.5 ilustra o sistema de multipassagem proposto com 48 passagens da radiação através do meio activo. As mudanças de plano efectuem-se da posição 8 para a 9 e da posição 16 para a 17. A inversão do sentido de propagação do feixe é efectuada no reflector correspondente à posição 24. Tal como no esquema anterior, também este pode ser alternativamente utilizado para bombear o meio activo da forma mais conveniente, sendo possível aplicar até três fontes de bombeamento independentes para bombear o mesmo meio activo.



**Fig. 4.5** – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando três planos de bombeamento

Mantendo a relação entre as dimensões do espelho parabólico e da fonte de bombeamento, apresenta-se na Fig. 4.6 o esquema de multipassagem proposto capaz de efectuar até 64 passagens de radiação através do meio activo. A utilização de quatro planos distintos para bombeamento do meio activo permite a reduzir a espessura do mesmo para a gama das dezenas de micrómetros, reduzir os níveis de dopagem e assim aumentar drasticamente a

eficiência de refrigeração sem afectar negativamente a eficiência de absorção do material. As mudanças de plano de bombeamento efectuem-se nas posições 8 (para a 9), na posição 16 (para a 17) e na posição 24 (para a 25). A inversão do sentido de propagação do feixe de bombeamento efectua-se na posição 32 (para o caso específico das 64 passagens). É também possível a combinação entre vários efeitos diferentes, pela utilização de diferentes fontes de bombeamento em simultâneo. O sistema apresentado permite abrir uma enorme gama de possibilidades de aplicação do sistema de laser de disco.



**Fig. 4.6** – Representação esquemática do sistema de bombeamento proposto para lasers de disco usando quatro planos de bombeamento

## 4.5. MODELAÇÃO DO SISTEMA ÓPTICO DE BOMBEAMENTO

Um dos factores críticos existente nos sistemas de multipassagem é o posicionamento e o alinhamento entre os componentes ópticos envolvidos. A complexidade do sistema óptico é muito elevada e aumenta com o aumento do número de passagens, pelo que, é fulcral o desenvolvimento de um método iterativo para optimização de cada componente de uma forma individual e só depois testar a sua integração com todos os outros componentes. Finalmente é necessário efectuar uma optimização completa do sistema integrado. Enunciam-se em seguida as características do sistema óptico e o método de modelação e optimização dos componentes.

### 4.5.1. MODELAÇÃO DA FONTE RADIANTE

A fonte radiante seleccionada para modelação do sistema proposto consiste num laser dίο acoplado a fibra óptica do fabricante JENOPTIK<sup>®</sup> com a referência JOLD-400-CAXF-6P2, cujas especificações se encontram no anexo 1. Esta fonte radiante é representativa das fontes de bombeamento com fibra óptica disponíveis no mercado e tipicamente utilizadas em lasers de disco. A potência de bombeamento máxima em modo de onda contínua no caso dos lasers dίο acoplados a fibra óptica encontra-se tipicamente limitada a 400W. O diámetro da fibra óptica é de 600µm e a abertura numérica é de  $NA = 0,22$  ( $12,71^\circ$  de divergência). O perfil de radiação à saída da fibra óptica é homogéneo, apresentando-se ideal para bombeamento de lasers de disco. Para a modelação da fonte de bombeamento no ZEMAX<sup>®</sup> foi seleccionada a fonte radiante “*Source Radial*” com uma potência de 400W e um comprimento de onda de 941nm.

Object Type	X Half Width	Y Half Width	Unused 1	Unused 2	# Of Points	I(0.00)	I(0.91)	I(1.82)
1 Source Radial	-0.300000	-0.300000	0.000000	0.000000	100	1.000000	1.000000	1.000000
2 Standard Lens	-50.000000	-1.000000	15.000000	15.000000				
3 Standard Lens	-50.000000	-1.000000	15.000000	15.000000				
4 Detector Rect	0	0	0	0.000000	0	0	-90.000000	90.000000
5 Standard Sur..								
6 Detector Vol..	5	0	0	0	0	0.000000		
7 Detector Rect	0	0	0	0.000000	0	0	-90.000000	90.000000
8 Detector Rect	0	0	0	0.000000	0	0	-90.000000	90.000000
9 Rectangular ..								
10 Detector Rect	0	0	0	0.000000	0	0	-90.000000	90.000000

Object Type	I(9.09)	I(10.00)	I(10.91)	I(11.82)	I(12.73)	I(13.64)	I(14.55)	I(15.45)
1 Source Radial	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	1.000000	0.000000	0.000000	0.000000
2 Standard Lens								
3 Standard Lens								
4 Detector Rect								
5 Standard Sur..								
6 Detector Vol..								
7 Detector Rect								
8 Detector Rect								
9 Rectangular ..								
10 Detector Rect								

Fig. 4.7 – Parametrização da fonte de bombeamento “*Source Radial*”

O diâmetro da fonte radiante é definido pelas variáveis “*X half width*” e “*Y half width*”, tal como se pode observar na Fig. 4.7. Aplicando um sinal positivo/negativo ao valor do raio da fonte radiante significa que esta assume a forma rectangular ou elíptica. Neste caso, o valor seleccionado foi *X half width* = -0,3 e *Y half width* = -0,3, representando uma fonte circular de diâmetro 0,6mm. A fonte “*Source Radial*” emite a radiação para um dos seus hemisférios de uma forma simétrica em torno do seu eixo. As características de distribuição angular da potência emitida pela fonte são definidas através do parâmetro I(ângulo) e do seu peso. O espaçamento entre ângulos seleccionáveis é definido pelo parâmetro “*# Of Points*” que pode variar entre 5 e 180. O parâmetro “*# Of Points*” é neste caso 100, dividindo os 90° de divergência máxima possível em 100 intervalos. Desta forma é possível seleccionar a divergência de 12,73°. Todos os valores I(0,00), I(0,91), I(1,82), I(2,73), I(3,64), I(4,55), I(5,45), I(6,36), I(7,27), I(8,18), I(9,09), I(10,00), I(10,91), I(11,82) e I(12,73) são parametrizados com o peso 1, enquanto que todos os outros valores de I(ângulo) são parametrizados com o peso 0, simulando uma fonte de bombeamento com distribuição homogénea de radiação emitida.

#### 4.5.2. MODELAÇÃO DO SISTEMA DE COLIMAÇÃO

Um dos factores que define a dimensão da imagem formada no foco do espelho parabólico é a precisão do sistema de colimação da radiação de bombeamento. Uma colimação pouco precisa da radiação de bombeamento resulta numa imagem com um diâmetro superior, reduzindo consecutivamente a densidade de potência incidente e absorvida pelo meio activo. Para a colimação da radiação de bombeamento com divergência de 12,72°, proveniente de uma fibra óptica de 600µm de diâmetro é necessário um sistema óptico composto por uma ou mais lentes. Para esse efeito são tipicamente usadas duas lentes esféricas combinadas, com curvaturas standard. No entanto, pode também ser utilizada uma única lente asférica, embora represente um investimento financeiro muito superior e que dificilmente poderá ser aplicado num outro sistema. Na modelação em ZEMAX<sup>®</sup> foram seleccionadas duas lentes esféricas de sílica fundida, com aproximadamente 52mm de distância focal e 30mm de diâmetro. A distância focal de uma lente é dada pela expressão:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} + \frac{(n-1)d}{nR_1R_2} \right) \quad [4.1]$$

onde  $f$  é a distância focal,  $n$  é o índice de refração do material da lente,  $R_1$  e  $R_2$  são respectivamente o raio de curvatura da primeira e da segunda superfícies da lente e  $d$  é a sua espessura. O objecto seleccionado no ZEMAX<sup>®</sup> é a “Standard Lens” e o material seleccionado é “F\_Silica”, tal como se observa na Fig. 4.8. As variáveis “Radius 1” e “Radius 2” representam o raio de curvatura da superfície frontal e traseira respectivamente, as variáveis “Conic 1” e “Conic 2” representam a constante cónica das mesmas superfícies, as variáveis “Clear 1” e “Clear 2” representam o diâmetro das superfícies curvas da lente, as variáveis “Edge 1” e “Edge 2” representam o diâmetro da lente incluindo a zona de fixação e a variável “Thickness” representa a espessura da lente.

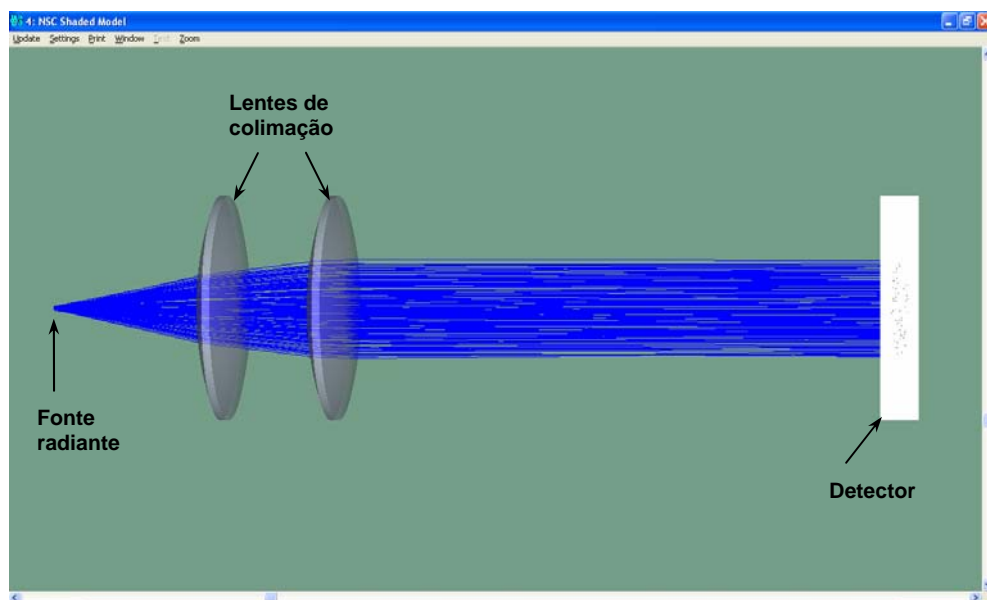


Object Type	Material	Radius 1	Conic 1	Clear 1	Edge 1	Thickness	Radius 2	Conic 2
1 Source Radial	-	200	1000000	400.000000	0	0	-0.300000	-0.300000
2 Standard Lens	F_SILICA	44.000000	0.000000	15.000000	15.000000	6.000000	-50.000000	0.000000
3 Standard Lens	F_SILICA	44.000000	0.000000	15.000000	15.000000	6.000000	-50.000000	0.000000
4 Detector Rect		15.000000	15.000000	200	200	0	0	0
5 Standard Sur..	MIRROR	-300.000000	-1.000000	100.000000	24.000000			
6 Detector Vol..		3.000000	3.000000	0.115000	100	100	5	0
7 Detector Rect	ABSORB	5.000000	5.000000	100	100	0	0	0
8 Detector Rect	MIRROR	10.000000	10.000000	200	200	0	0	0
9 Rectangular ..	MIRROR	125.000000	40.000000	90.000000				
10 Detector Rect		30.000000	30.000000	20	20	0	0	0
11 Detector Rect	ABSORB	5.000000	5.000000	200	200	0	0	0

**Fig. 4.8** – Parametrização das lentes de colimação do feixe de bombeamento

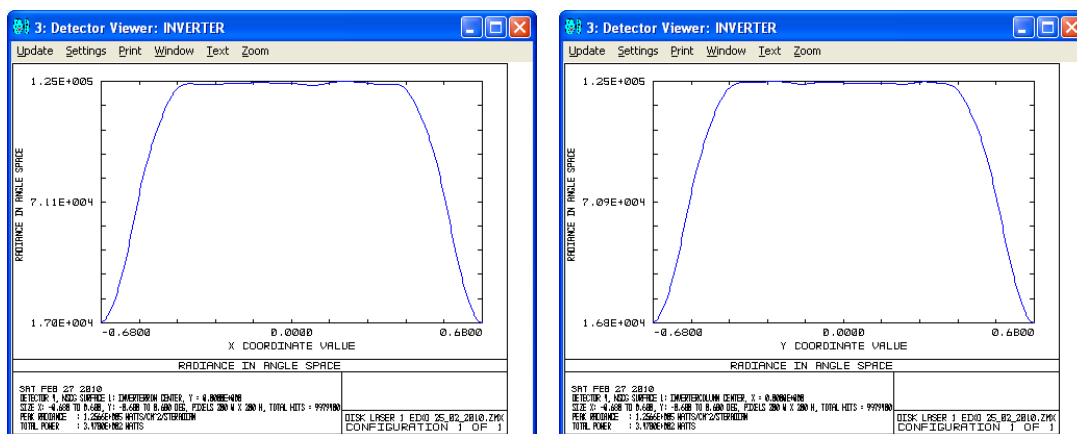
Os valores parametrizados para ambas as lentes são: “Radius 1” = 44, “Radius 2” = -50, “Conic 1” e “Conic 2” têm o valor zero dado que se pretende modelar lentes esféricas, “Clear 1”, “Clear 2”, “Edge 1” e “Edge 2” têm o valor de 15, significando que a lente possui um diâmetro de 30mm sem superfície plana para fixação. A espessura das lentes é de 6mm e o índice de refração é de 1,458464. Substituindo os valores referidos na equação [4.1] obtém-se  $f = 52,7\text{mm}$ . O uso de duas lentes esféricas de iguais características é motivado pelo facto de o valor da aquisição em grupo ser inferior relativamente à aquisição de lentes com diferentes características. O processo de verificação e optimização da capacidade de colimação do sistema é efectuado através da colocação de um detector após o grupo de lentes de colimação, tal como se observa na Fig. 4.9.





**Fig. 4.9** – Processo de verificação da precisão do sistema de colimação

O detector fornece informação sobre a distribuição angular de radiação nele incidente. Os parâmetros das lentes podem ser ajustados de forma a que o valor de distribuição angular de radiação incidente seja mínimo, limitado inferiormente pela dimensão da fonte radiante. Como se pode verificar na Fig. 4.10, a radiação incidente no detector possui um ângulo máximo de  $0,68^\circ$  em ambos os eixos, indicando que o sistema de colimação funciona correctamente.



**Fig. 4.10** – Perfil lateral da distribuição angular de radiação colimada incidente no detector segundo o eixo X e Y

### 4.5.3. MODELAÇÃO DO ESPELHO PARABÓLICO

O espelho parabólico que se pretende utilizar no sistema de multipassagem de radiação de bombeamento é tridimensional. No entanto, dado que o meio activo é colocado no seu foco, as equações referentes à parábola bidimensional são suficientes para definir as dimensões da imagem nele formada. Um espelho parabólico obedece à óptica formadora de imagem. A equação que define uma parábola com o vértice em  $(x,y) = (0,0)$  é dada por:

$$y = ax^2 \quad [4.2]$$

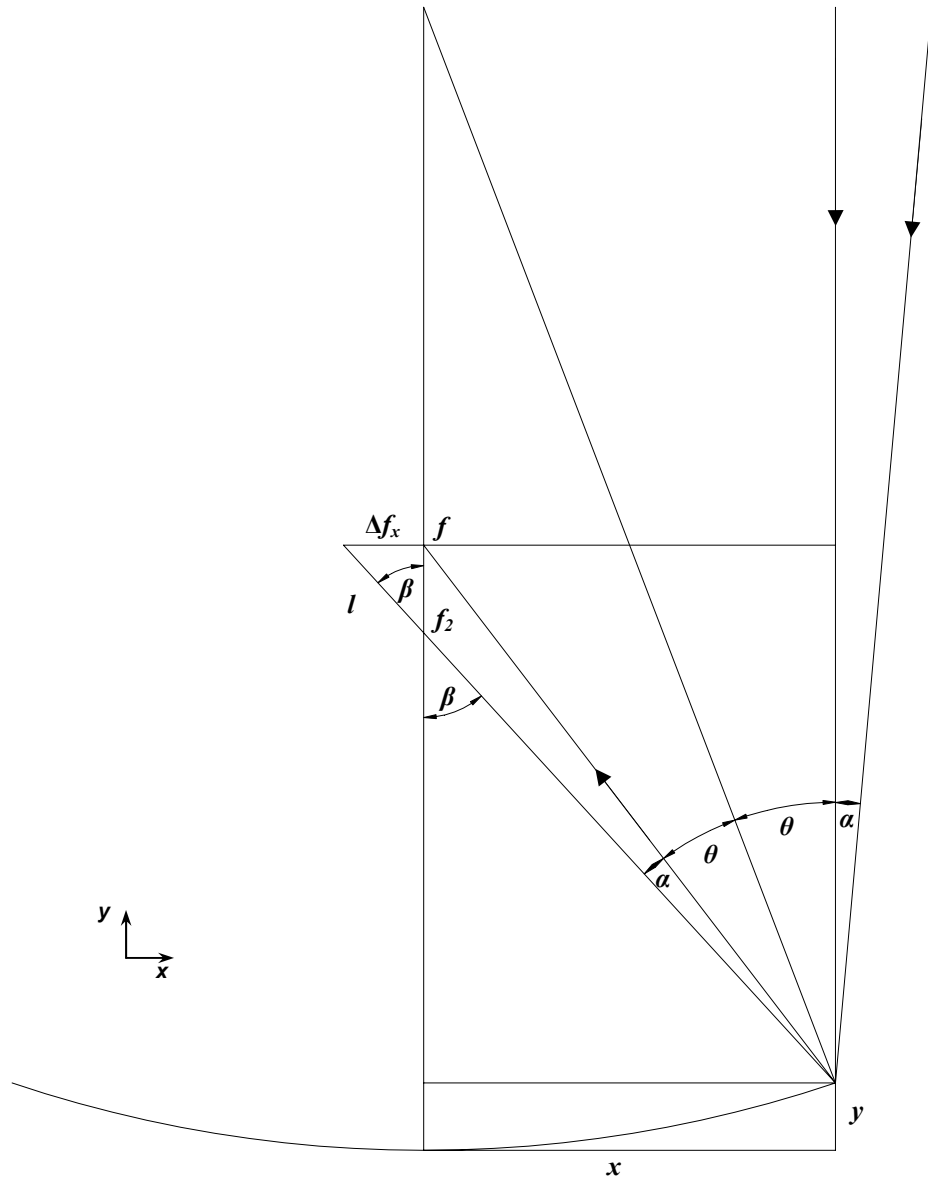
Em que  $a$  define a abertura da parábola e está relacionado com a distância focal através da expressão:

$$f = \frac{1}{4a} \quad [4.3]$$

Pode-se reescrever a equação [4.2], obtendo-se a forma da parábola em função do seu foco:

$$x^2 = 4y \cdot f \quad [4.4]$$

Qualquer raio proveniente de um objecto pontual, que incida num ponto  $(x,y)$  da superfície parabólica reflectora paralelamente ao seu eixo de simetria rotacional é focado em  $f$  (ver Fig. 4.11). No entanto, tal como se verificou pela modelação do sistema de colimação, a radiação após o sistema de colimação não é totalmente paralela devido ao facto de a fonte radiante ter dimensões superiores a zero. O foco  $f$  deixa neste caso de ser um ponto localizado em  $(x,y) = (0,f)$  e passa a ser um intervalo definido por  $(x,y) = (\Delta f_x, f)$ , onde  $\Delta f_x$  depende do ângulo de divergência da radiação colimada. Dado que o espelho parabólico possui simetria rotacional em torno do seu eixo,  $\Delta f_x$  representa também o raio da imagem formada no seu foco. É importante expressar a dimensão do foco em função da abertura numérica da radiação colimada para que seja possível determinar a magnificação do sistema de focagem e consequentemente a densidade de potência esperada.



**Fig. 4.11** – Representação da secção transversal do espelho parabólico para determinação das dimensões do foco em função da divergência da radiação colimada

Considerando que a abertura numérica da radiação colimada é dada pela expressão:

$$NA_{\text{radiação colimada}} = n \cdot \text{sen}(\alpha) \quad [4.5]$$

Onde  $n$  é o índice de refração do meio onde a radiação se propaga e  $\alpha$  é o ângulo de divergência da radiação colimada, que depende da dimensão da fonte radiante. A distância vertical entre o vértice da parábola e a intersecção entre o seu eixo e o raio reflectido no ponto  $y$  com o ângulo de divergência  $\alpha$  é dada por:

$$f_2 = y + \frac{x}{\text{tg}\beta} \quad [4.6]$$

onde  $\beta = 2\theta + \alpha$  é o ângulo entre o eixo vertical e o raio reflectido e  $\theta$  é o ângulo entre o eixo vertical e a normal à parábola no ponto  $(x,y)$ . A distância  $\Delta f_x$  é expressa pela equação:

$$\Delta f_x = l \cdot \sin \beta \quad [4.7]$$

e a distância entre  $f$  e  $f_2$  é dada por:

$$f - f_2 = l \cdot \cos \beta \quad [4.8]$$

Reescrevendo  $\Delta f_x$ :

$$\Delta f_x = (f - f_2) \cdot \tan \beta \quad [4.9]$$

Substituindo [4.6] em [4.9] obtém-se:

$$\Delta f_x = (f - y) \cdot \tan \beta - x \quad [4.10]$$

Dado que o espelho parabólico possui simetria rotacional, esta expressão pode aplicar-se a qualquer plano de simetria sobre o eixo  $yy$ , ou seja:

$$\Delta f_i = (f - y) \cdot \tan \beta - i \quad [4.11]$$

onde  $i$  é o eixo a considerar que forma o plano com o eixo  $yy$ . Finalmente, o diâmetro da imagem de uma fonte radiante com raio  $r_{fonte}$  e divergência máxima  $\alpha$ , formada no plano focal  $iy$  de um espelho parabólico com distância focal  $f$  é determinado pela expressão:

$$D_{foco,i} = 2\Delta f_i = (2 \cdot (f - y) \cdot \tan \beta - i) \quad [4.12]$$

e a magnificação do sistema é dada por:

$$M_{sis,i} = \frac{D_{foco,i}}{2 \cdot r_{fonte}} \quad [4.13]$$

O objecto seleccionado em ZEMAX<sup>®</sup> é o “*Standard Surface*” e o material seleccionado é “*Mirror*”. Foi definido neste material reflector um revestimento de alta reflexão para o

comprimento de onda de bombeamento. Uma superfície esférica é definida em ZEMAX<sup>®</sup> pela expressão:

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + k)c^2r^2}} \quad [4.14]$$

onde  $c$  é o raio de curvatura da superfície,  $r$  é a coordenada radial e  $k$  é a constante cônica. A constante cônica define o tipo de superfície tal como se descreve em seguida:

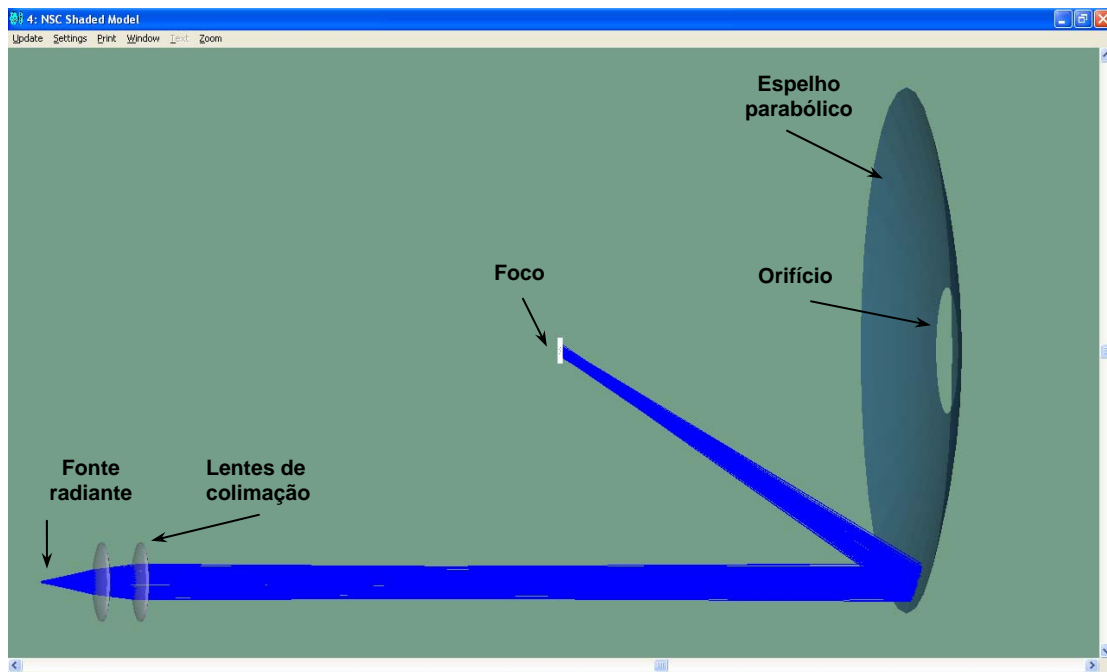
- $k < -1$  para hiperbolóide
- $k = -1$  para parabolóide
- $-1 < k < 0$  para elipsóide
- $k = 0$  para esferas
- $k > 0$  para elipsóides de revolução

As variáveis “Radius”, “Conic”, “Max Aper” e “Min Aper” representam respectivamente o raio de curvatura, a constante cônica, a distância do eixo ao limite exterior (coordenada radial) e a distância do eixo ao limite interior.

Object Type	Tilt About X	Tilt About Y	Tilt About Z	Material	Radius	Conic	Max Aper	Min Aper
1 Source Radial	0.000000	0.000000	0.000000	-	100	1000000	400.000000	0
2 Standard Lens	0.000000	0.000000	0.000000	F_SILICA	44.000000	0.000000	15.000000	15.000000
3 Standard Lens	0.000000	0.000000	0.000000	F_SILICA	44.000000	0.000000	15.000000	15.000000
4 Detector Beam	0.000000	0.000000	0.000000		15.000000	15.000000	200	200
5 Standard Sur.	0.000000	0.000000	0.000000	MIRROR	-300.000000	-1.000000	100.000000	24.000000
6 Detector Vol.	0.000000	0.000000	0.000000		2.000000	2.000000	0.115000	100
7 Detector Beam	0.000000	0.000000	0.000000	MIRROR	5.000000	5.000000	100	100
8 Detector Beam	0.000000	0.000000	0.000000	MIRROR	10.000000	10.000000	200	200
9 Rectangular	0.000000	100.000000	90.000000	MIRROR	125.000000	40.000000	90.000000	20
10 Detector Beam	0.000000	0.000000	0.000000		50.000000	50.000000	20	20
11 Detector Beam	0.000000	0.000000	0.000000	MIRROR	5.000000	5.000000	200	200

**Fig. 4.12 – Parametrização do espelho parabólico**

Tal como se pode observar na Fig. 4.12, o raio de curvatura seleccionado é de -300mm, correspondendo à distância focal de 150mm. A constante cônica é -1, representando uma superfície parabolóide. A coordenada radial máxima é de 100mm e a mínima é de 24mm, representando um espelho parabólico com um diâmetro máximo de 200mm com um orifício no seu eixo de 48mm de diâmetro, permitindo a configuração de uma cavidade de ressonância com o formato V ou N, que serão descritas em pormenor mais adiante.

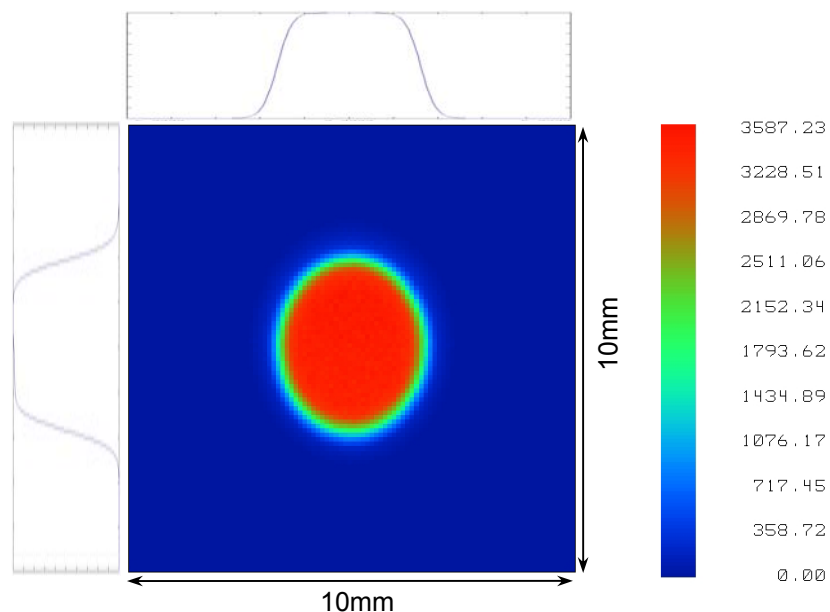


**Fig. 4.13** – Representação 3D da focagem do feixe de bombeamento colimado pelo espelho parabólico

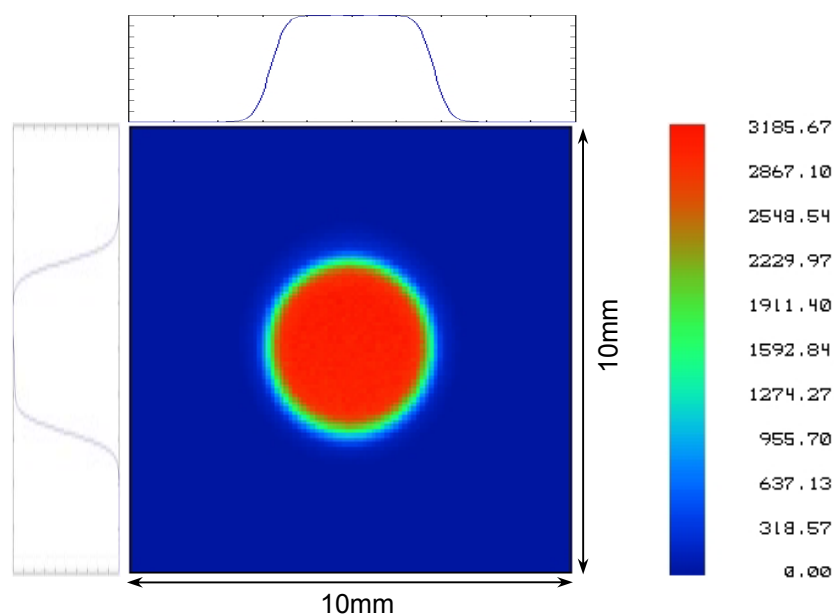
Pode-se observar na Fig. 4.13 a focagem do feixe de bombeamento no foco do espelho parabólico, onde se encontra um detector rectangular simples. Aplicando a expressão [4.12] para o cálculo do diâmetro do foco, em que a distância focal do espelho parabólico é  $f = 150\text{mm}$ , a posição do centro do feixe colimado é no eixo  $xx$  é  $x = 88$  e no eixo  $zz$  é  $z = 0$ , a divergência do feixe colimado que se propaga no ar é  $\alpha \approx 0,68^\circ$ , obtém-se  $D_{foco,x} = 4,63\text{mm}$  e  $D_{foco,z} = 3,56\text{mm}$ . Apresenta-se na Fig. 4.14 a distribuição de potência incidente no detector da Fig. 4.13 obtida por simulação em ZEMAX<sup>®</sup> do sistema referido. Os resultados correspondem ao valor calculado teoricamente, o que comprova a correcta parametrização do sistema. Pode-se constatar na Fig. 4.14 que a distribuição de potência incidente no detector apresenta uma

forma elíptica, com excentricidade  $e = \frac{\sqrt{\Delta f_x^2 - \Delta f_z^2}}{\Delta f_x} \cong 0,64$ , tal como previsto teoricamente.

Depreende-se também através da análise teórica que a excentricidade se torna mais evidente com o aumento da distância entre o eixo de simetria da fonte de bombeamento e o eixo de simetria do espelho parabólico. Existem no entanto algumas técnicas para compensar este efeito. O uso de uma fibra óptica de secção elíptica é uma das soluções. A Fig. 4.15 ilustra a distribuição de potência incidente no mesmo detector quando a extremidade da fibra óptica é uma elipse com raio segundo o eixo  $xx$ ,  $r_x = 0,3\text{mm}$  e segundo o eixo  $zz$ ,  $r_z = 0,34\text{mm}$ .



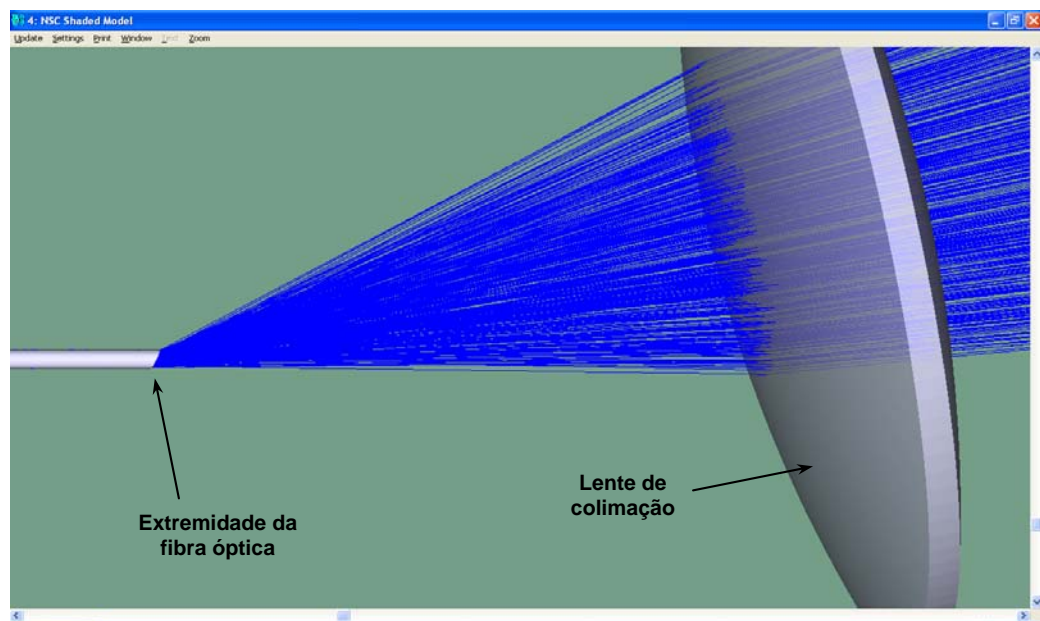
**Fig. 4.14** – Distribuição de radiação incidente na zona focal do espelho parabólico (unidades verticais em  $\text{W}/\text{cm}^2$ )



**Fig. 4.15** – Distribuição de radiação incidente na zona focal do espelho parabólico, quando a extremidade da fibra óptica é uma elipse (unidades verticais em  $\text{W}/\text{cm}^2$ )

O aumento do diâmetro da fonte radiante no eixo  $zz$  provoca um aumento no ângulo de divergência do feixe colimado no mesmo eixo, resultando no aumento de  $D_{foco,z}$ . Esta transformação pode também ser conseguida através da acoplagem da radiação emitida pela fibra óptica a uma guia de onda de secção elíptica, obtendo-se os mesmos resultados de distribuição de radiação incidente. No entanto, terão que ser contabilizadas algumas perdas de

acoplamento e de densidade de potência, dado que a área da guia de onda terá que ser superior à área da fibra óptica. Uma terceira hipótese é o polimento da extremidade de saída da fibra óptica com um ângulo proporcional à distância  $\Delta f_x$ . Pode-se verificar na Fig. 4.16 a aplicação de uma fibra óptica cuja extremidade de saída perfaz um ângulo agudo com o eixo de simetria da fibra óptica. No ZEMAX®, a fibra óptica com as características pretendidas é modelada com o objecto “Cylinder 2 Volume” onde se define um volume cilíndrico com raio definido pela variável “Radius”, comprimento definido pela variável “Z Length” e o ângulo das faces de entrada e saída relativamente às perpendiculares do eixo de simetria é dado respectivamente pelas variáveis “Front Angle Along Y”, “Back Angle Along Y”, “Front Angle Along X” e “Back Angle Along X”. O material seleccionado é “F\_Silica”, o raio da fibra óptica é 0,3mm, o comprimento da fibra não tem influência na distribuição de radiação pelo que é seleccionado um comprimento de 20mm. Todos as outras variáveis com excepção de “Back Angle Along Y” possuem o valor zero.



**Fig. 4.16** – Representação 3D da extremidade da fibra óptica com ângulo de compensação de excentricidade da distribuição de radiação incidente no detector

Desta forma, a secção da extremidade de saída da fibra óptica passa a possuir a forma elíptica cuja excentricidade é definida pelo ângulo de polimento, compensando a forma elíptica da distribuição de radiação incidente ilustrada na Fig. 4.14, tal como as restantes técnicas de compensação referidas. A radiação emitida pela fibra óptica passa no entanto a ser propagada numa direcção que depende do seu comprimento de onda e do índice de refração da fibra óptica, pelo que, todo o sistema terá que efectuar a mesma rotação em torno da extremidade da fibra óptica.



#### 4.5.4. MODELAÇÃO DOS REFLECTORES DE MULTIPASSAGEM

Tal como representado no esquema da Fig. 4.2, a radiação de bombeamento colimada é direccionada para o foco do espelho parabólico e reflectida pelo meio activo para a posição simétrica em relação ao foco (posição 2). Em seguida, a radiação assume novamente a característica de radiação colimada. Como tal, a radiação pode ser redireccionada novamente para o espelho parabólico através de dois espelhos planos perpendiculares entre si e perfazendo  $45^\circ$  com o eixo de simetria do espelho parabólico. Na modelação em ZEMAX<sup>®</sup> utilizou-se o objecto “*Rectangular Roof*” para representar os dois espelhos perpendiculares entre si. As variáveis envolvidas neste objecto são “*Material*”, “*X Half Width*”, “*Y Half Width*” e “*Angle*”. O material seleccionado é novamente o reflector “*Mirror*”. As dimensões do objecto são definidas de acordo com as dimensões do espelho parabólico e do feixe colimado que nele incide. Desta forma, “*X Half Width*” = 125mm e “*Y Half Width*” = 12,5mm. O ângulo entre os dois espelhos é de  $90^\circ$ .

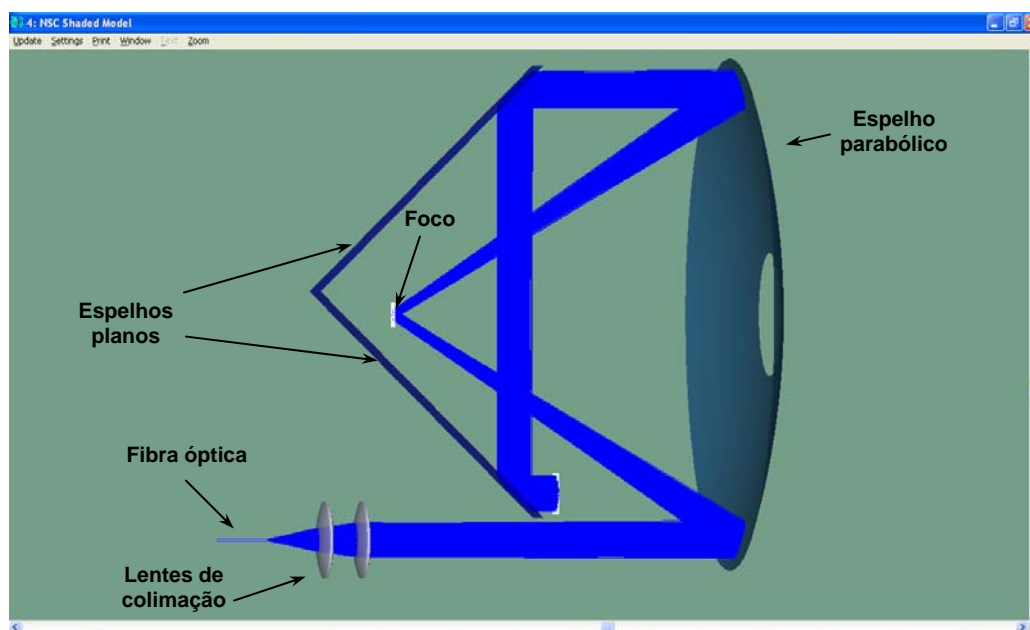
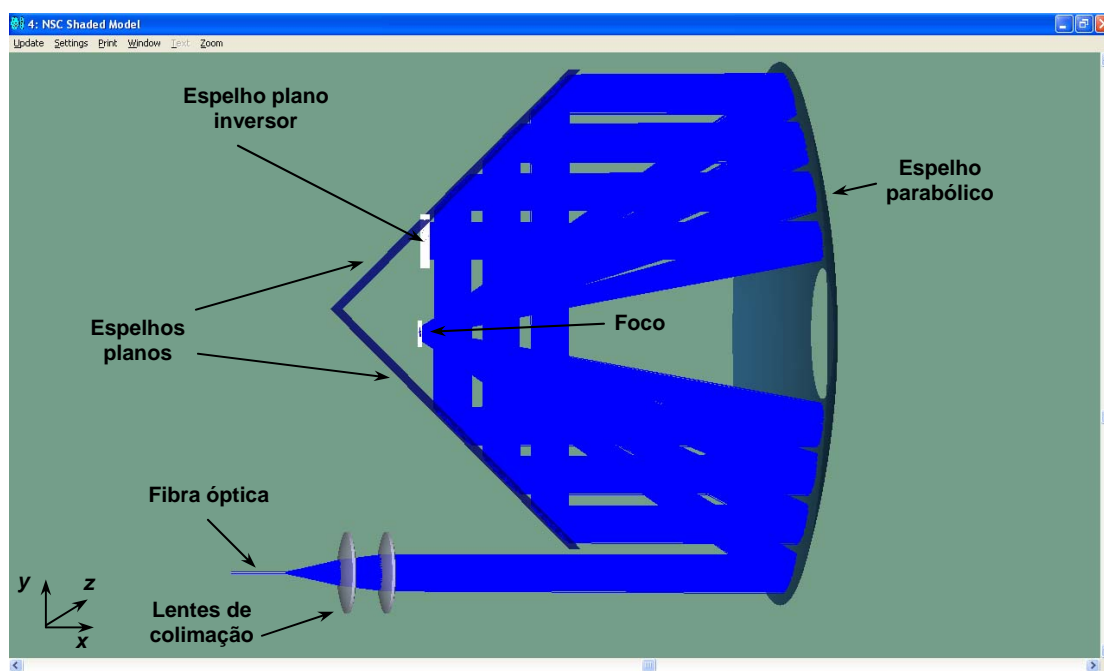


Fig. 4.17 – Representação 3D do esquema modelado de multipassagem

Ilustra-se na Fig. 4.17 o efeito obtido pela aplicação dos espelhos planos. Como se pode verificar, a radiação colimada proveniente da fibra óptica converge para o foco após reflexão no espelho parabólico. Ao ser reflectida pelo foco, a radiação diverge com o mesmo ângulo até incidir na posição simétrica do espelho parabólico relativamente ao seu eixo, onde é reflectida paralelamente e em direcção oposta ao feixe inicial. Ao incidir no espelho plano, a direcção de propagação do feixe colimado sofre uma rotação de  $90^\circ$ , direccionando-se para o

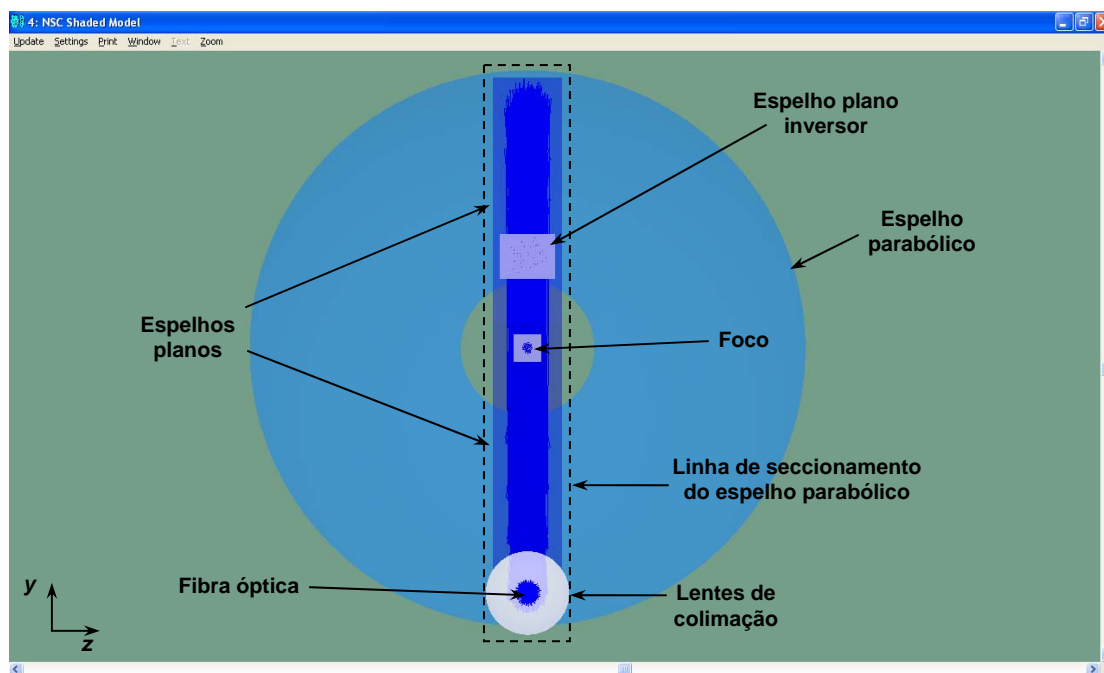
segundo espelho plano onde sofre nova mudança de direcção para uma posição mais próxima do centro do espelho parabólico. Na Fig. 4.17 a propagação do feixe foi interrompida após a reflexão no segundo espelho parabólico pela aplicação de um elemento de bloqueio, para melhor percepção do esquema. A Fig. 4.18 ilustra o sistema de multipassagem “Multipass 16” completo. Para visualização do feixe de bombeamento, consideram-se 500 raios. O feixe de bombeamento é direccionado quatro vezes para o foco do espelho parabólico onde se localiza o meio activo que reflecte igualmente quatro vezes, somando assim oito passagens de energia através do meio activo. A aplicação do espelho plano inversor confere ao sistema a capacidade de inversão da direcção de propagação do feixe de bombeamento e desta forma duplicar o número de passagens.



**Fig. 4.18** – Representação 3D do esquema modelado de multipassagem completo

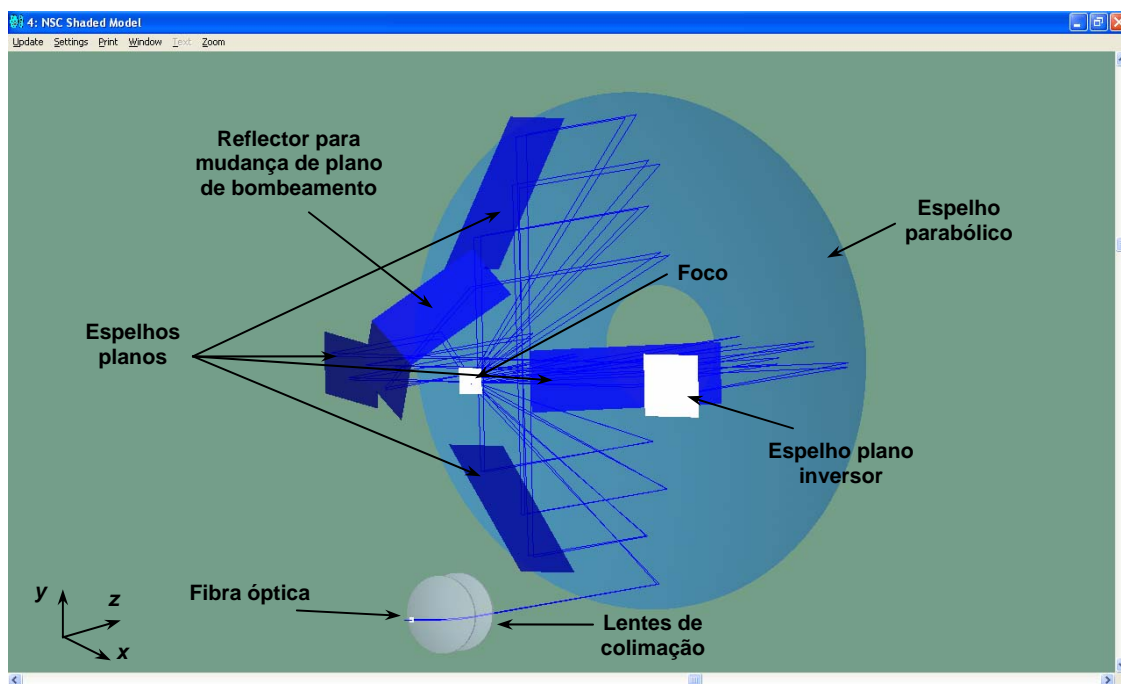
O número de passagens é ajustável em função do diâmetro do feixe colimado mediante a deslocação dos espelhos planos ao longo do eixo vertical. A deslocação dos espelhos na direcção oposta ao feixe inicial provoca o distanciamento entre o feixe nas várias passagens, permitindo o aumento do diâmetro do feixe colimado. Dado que o feixe de bombeamento apenas se propaga ao longo do plano x-y, o espelho parabólico pode na prática ser seccionado, tal como se verifica na Fig. 4.19 sendo a largura do seccionamento definida pelo diâmetro do feixe colimado e representada a tracejado na figura. Em ambiente ZEMAX<sup>®</sup> não é possível efectuar essa operação, pelo que, o espelho parabólico é apresentado na totalidade, apesar de não ser necessário. O esquema de multipassagem para lasers de disco é desta forma

simplicado relativamente ao sistema típico existente no mercado, mesmo para 16 passagens de radiação através do meio activo.



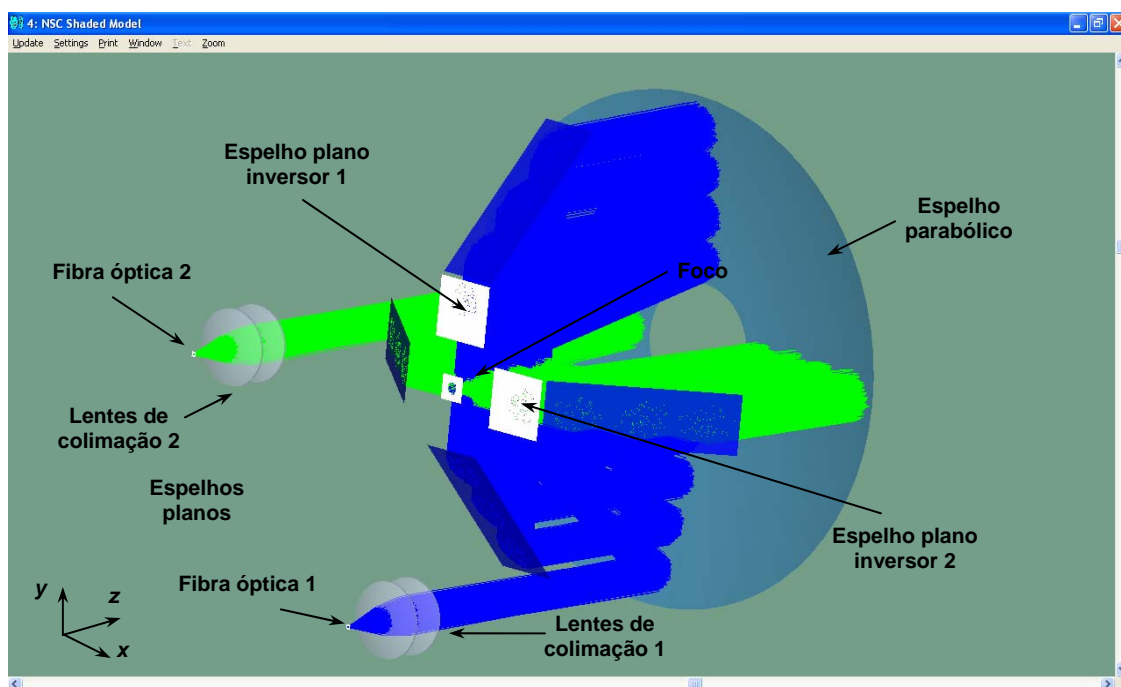
**Fig. 4.19** – Sistema de multipassagem com 16 passagens e possibilidade de sectionamento do espelho parabólico pela linha a tracejado

O procedimento para modelação do sistema de multipassagem “Multipass 32” é semelhante ao referido para o sistema “Multipass 16”. No entanto, devido à complexidade adicional gerada pela utilização de mais um plano de bombeamento, o objecto “*Rectangular Roof*” que define os espelhos planos de multipassagem para o sistema “Multipass 16” é substituído por dois reflectores planos individuais, tal como se pode observar na Fig. 4.20. Os reflectores perfazem entre si  $90^\circ$ , tal como o anterior reflector. A mudança de plano de bombeamento é efectuada através de um reflector “*Rectangular Roof*” cujo ângulo entre o mesmo e cada plano de bombeamento é de  $45^\circ$ . Na ilustração tridimensional do esquema considerou-se apenas um único raio dada a complexidade de visualização. Esse raio efectua o percurso completo desde a fonte radiante até ao espelho inversor bem como o percurso inverso, contabilizando 32 passagens.



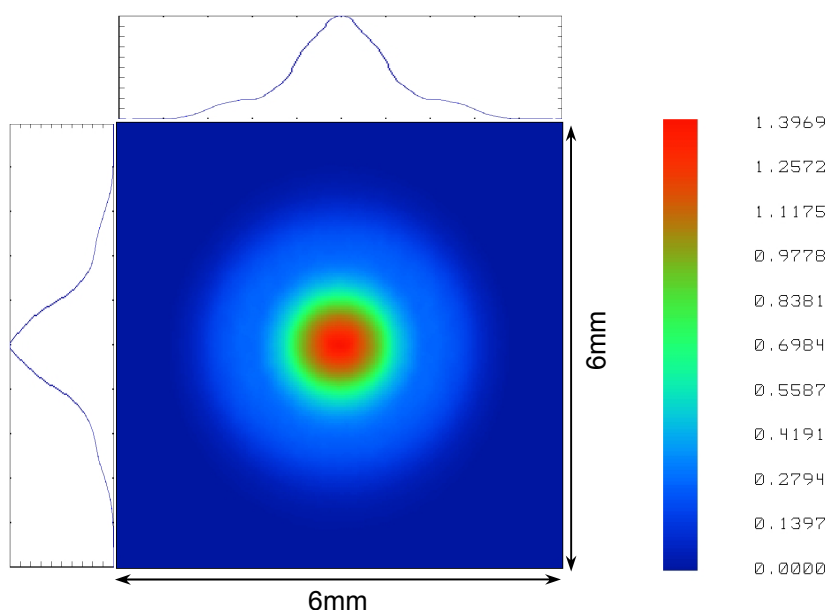
**Fig. 4.20** – Representação 3D do sistema de multipassagem com 32 passagens

Como alternativa, ilustra-se na Fig. 4.21 o sistema de multipassagem utilizando duas fontes de bombeamento (identificadas com cores diferentes) em dois planos de bombeamento individuais. Como se verifica, o foco de ambos os feixes de bombeamento é coincidente.



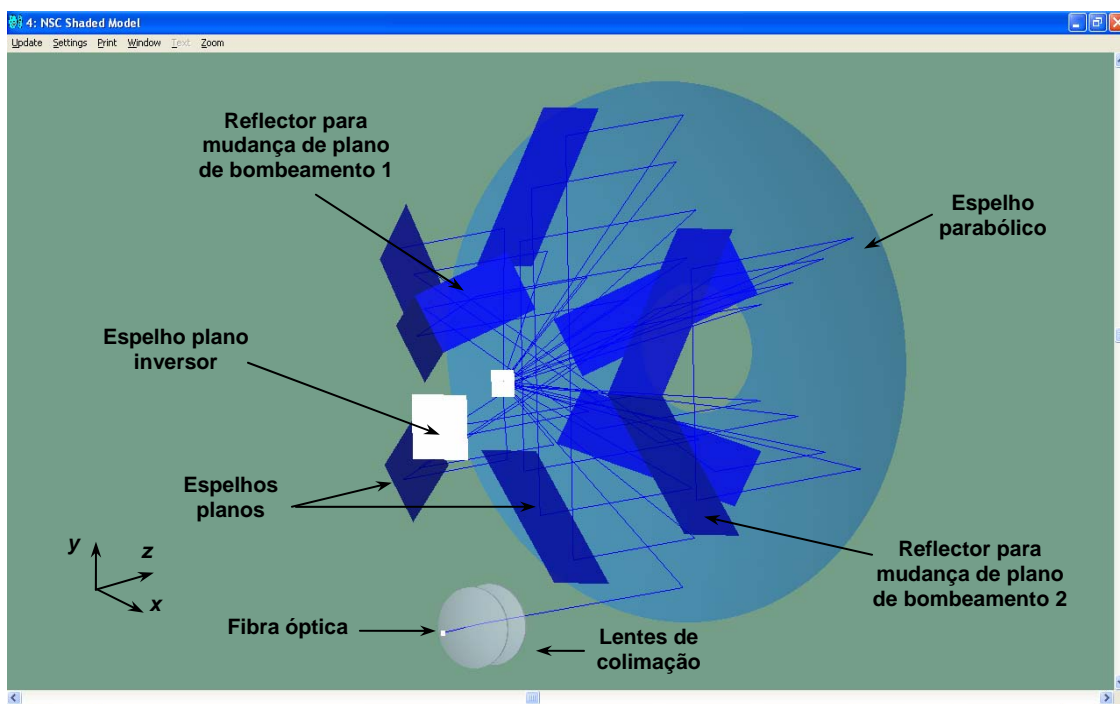
**Fig. 4.21** – Representação 3D do sistema de multipassagem com  $2 \times 16$  passagens

O controlo da distribuição de bombeamento através da utilização de uma fonte de bombeamento adicional é até ao momento um tema desconhecido, no que respeita a lasers de disco, não sendo por isso possível efectuar um estudo comparativo. As aplicações para esta técnica são um tema que poderá ser alvo de um estudo aprofundado. Apresenta-se na Fig. 4.22 a distribuição de radiação incidente no foco do espelho parabólico, utilizando duas fontes de bombeamento com diâmetros diferentes. Uma das fontes de bombeamento é a referida anteriormente com 600 $\mu$ m de diâmetro e a segunda possui 200 $\mu$ m de diâmetro. Verifica-se uma distribuição de potência incidente distinta da ilustrada na Fig. 4.15 para uma única fonte radiante com 600 $\mu$ m de diâmetro. A contribuição da componente de radiação proveniente da fonte radiante de menor diâmetro destaca-se na zona central, enquanto a componente proveniente da fonte radiante de maior diâmetro se encontra na zona mais periférica. É importante referir que os comprimentos de onda das duas fontes riantes podem ser diferentes ou não. Neste exemplo considerou-se o mesmo comprimento de onda para ambas as fontes riantes.



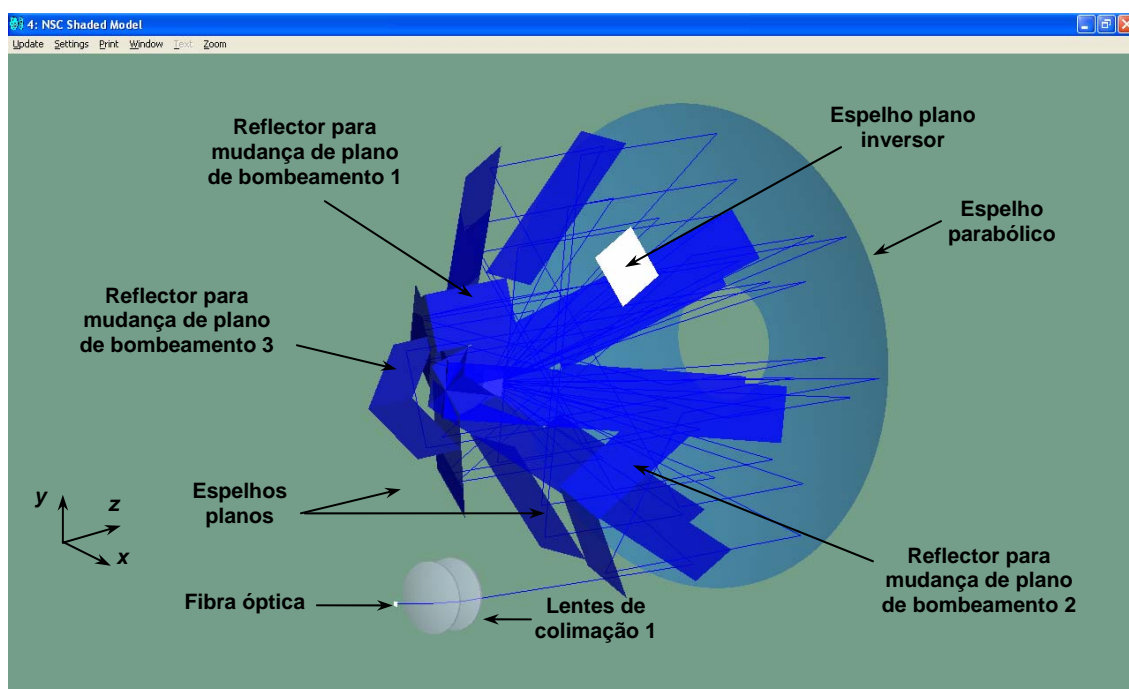
**Fig. 4.22** – Distribuição de fluxo incidente na zona focal do espelho parabólico (unidades verticais em W) utilizando duas fontes riantes com 600 $\mu$ m e 200 $\mu$ m de diâmetro no esquema Multipass32.

A modelação dos sistemas “Multipass 48” e “Multipass 64” obedecem a um procedimento semelhante. A introdução de dois espelhos planos extra e de um reflector de mudança de plano de bombeamento resulta na obtenção de 48 passagens de radiação através do meio activo ou na combinação entre várias fontes de bombeamento e número de passagens. A Fig. 4.23 ilustra o sistema de multipassagem “Multipass 48”.



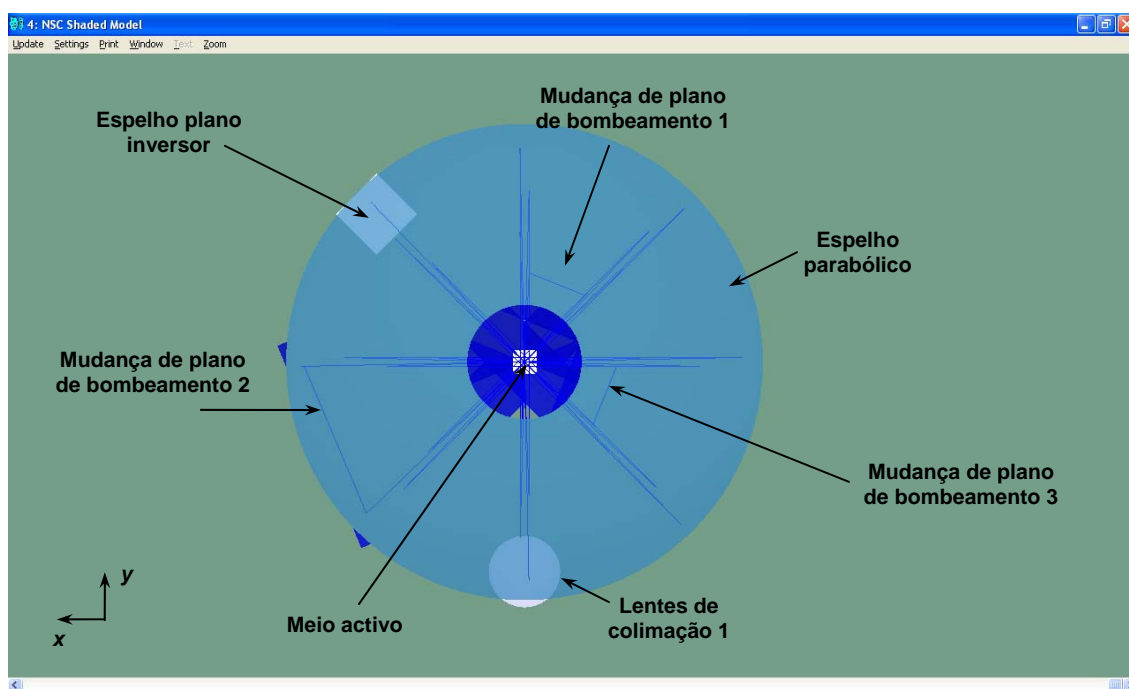
**Fig. 4.23** – Representação 3D do sistema de multipassagem com 48 passagens.

O sistema de multipassagem proposto culmina no máximo de passagens apresentado na Fig. 4.24. A obtenção de 64 passagens de radiação através do meio activo implica o uso de 4 planos de bombeamento, correspondendo a 8 reflectores planos, 3 reflectores de mudança de plano de bombeamento e um espelho plano inversor. A complexidade de parametrização do sistema óptico é muito elevada e por esse motivo, novamente se utilizou apenas um raio para visualização do esquema.



**Fig. 4.24** – Representação 3D do sistema de multipassagem com 64 passagens.

Pode-se observar pela Fig. 4.25 o percurso do único raio ao longo de cada plano e as respectivas mudanças de plano de bombeamento. Parametrizou-se transparência no espelho parabólico para visualização do feixe na Fig. 4.25.



**Fig. 4.25** – Representação 2D do sistema de multipassagem com 64 passagens.

Adicionalmente, foi modelado em ZEMAX<sup>®</sup> o esquema de bombeamento típico existente no mercado para 24 passagens esquematizado na Fig. 2.9. Pretende-se assim efectuar um estudo comparativo entre as várias versões de sistemas de multipassagem para lasers de disco incluindo as existentes e as propostas neste trabalho.

#### **4.5.5. MODELAÇÃO DO MEIO ACTIVO**

A correcta parametrização do meio activo é fundamental para a obtenção de resultados de simulação fiáveis. Tal como já foi referido, existem várias características do meio activo que são alvo de estudo e que têm obrigatoriamente que ser ajustadas para cada caso específico. O diâmetro do meio activo depende essencialmente do diâmetro do foco, descrito no ponto anterior. No entanto, existem parâmetros que apresentam um maior grau de dificuldade de parametrização. A espessura do meio activo, por exemplo, deve ser parametrizada por forma a que apenas uma percentagem residual da radiação de bombeamento abandone o sistema sem por ele ser absorvida. Dado que o coeficiente de absorção do material é também uma variável



a ser parametrizada, verifica-se uma dependência entre estas duas variáveis. Adicionalmente, as referidas variáveis devem estar indexadas ao número de passagens que o sistema de multipassagem oferece. Como se observou, o número de passagens do sistema depende também do diâmetro do feixe de bombeamento. No caso específico em estudo, verifica-se que o sistema de multipassagem possui 16, 32, 48 ou 64 passagens. Adicionalmente, analisa-se também o caso das 24 passagens, dado que se trata do sistema típico utilizado actualmente nos laser de disco. Desta forma, é necessário combinar os parâmetros espessura do meio activo e nível de dopagem (determinando o coeficiente de absorção) por forma a que a radiação de bombeamento seja eficientemente absorvida dependendo do número de passagens através do meio activo. Para determinação da espessura e nível de dopagem do material Yb:YAG óptimos para o sistema de multipassagem é necessário calcular o coeficiente de absorção do Yb:YAG para cada nível de dopagem em estudo em função do comprimento de onda da fonte de bombeamento. O coeficiente de absorção  $\alpha$  é calculado através da expressão:

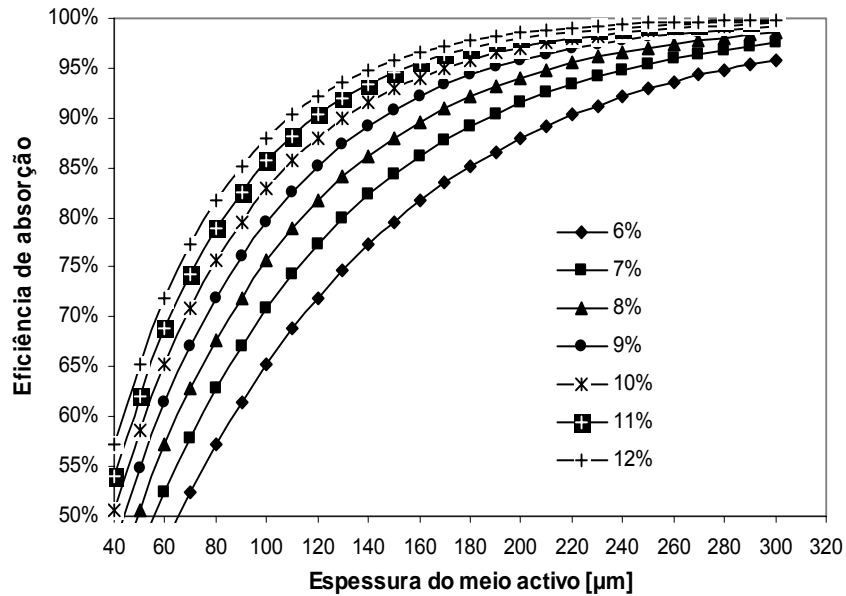
$$\alpha(\lambda) = \sigma(\lambda) \cdot N \quad [4.15]$$

onde  $\sigma(\lambda)$  é a secção eficaz de absorção e  $N$  é a concentração iónica de  $\text{Yb}^{3+}$  no YAG. É de referir que o espectro da secção eficaz de absorção dos materiais varia com a temperatura. Embora existam estudos relativos à absorção do Yb:YAG em temperaturas criogénicas<sup>65</sup>, considera-se neste estudo a utilização do sistema em condições de temperatura ambiente ou próxima (300°K). Desta forma, o espectro relativo à secção eficaz de absorção em função do comprimento de onda a considerar é o apresentado na Fig. 2.3. A parcela de radiação transmitida após a passagem num material é dada pela expressão:

$$I(\lambda) = I_0 e^{-\alpha(\lambda)L} \quad [4.16]$$

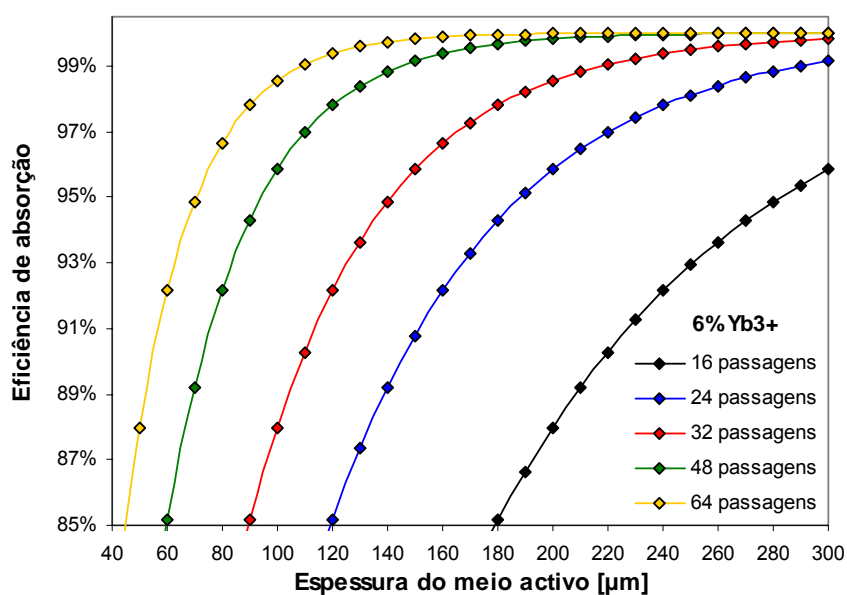
em que  $I_0$  é a radiação inicial e  $L$  é o comprimento do percurso efectuado pela radiação dentro do material.



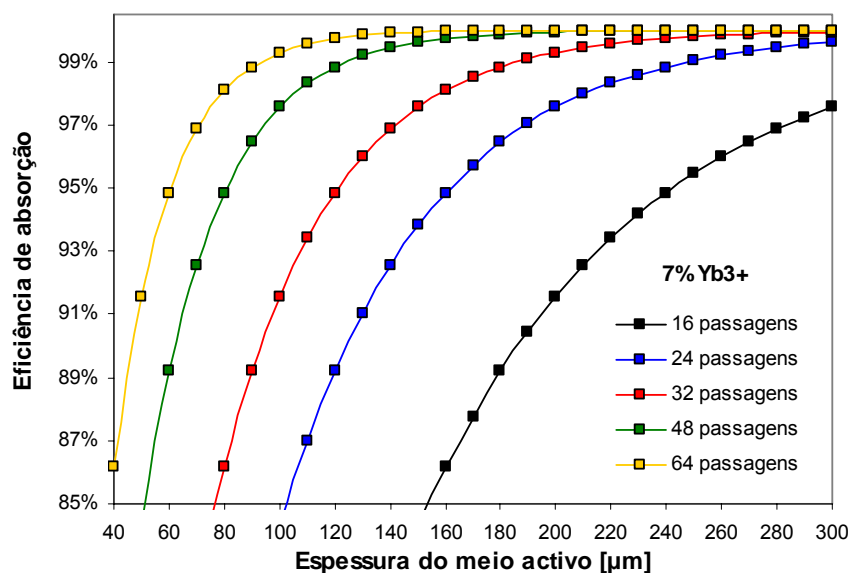


**Fig. 4.26** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para vários níveis de dopagem, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para a configuração de 16 passagens

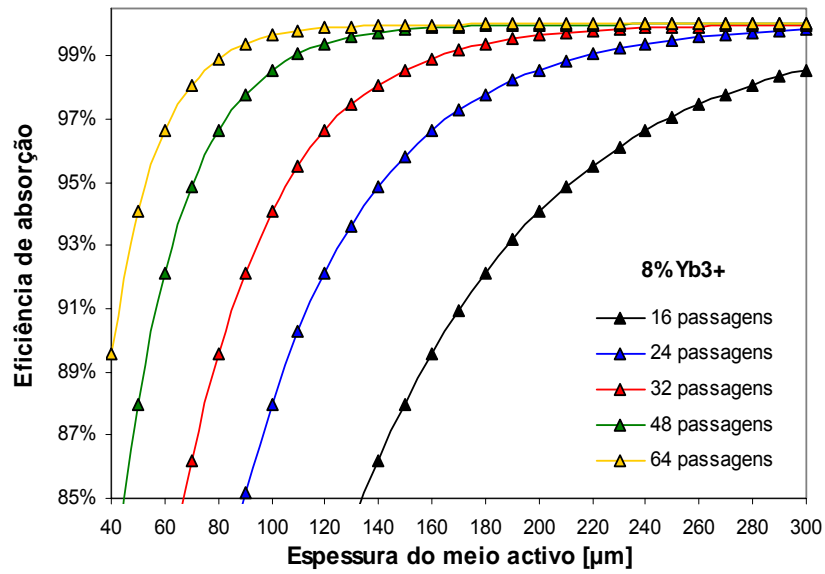
A Fig. 4.26 demonstra a variação da percentagem de radiação absorvida com a espessura do meio activo para a configuração de 16 passagens considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  e a temperatura ambiente  $T = 300^\circ\text{K}$ . As características consideradas óptimas para o meio activo verificam-se quando a percentagem de absorção se situa acima dos 95%. Condições semelhantes de absorção são obtidas com diferentes combinações entre o nível de dopagem e a espessura do meio activo. Pode-se observar que o aumento da espessura resulta no aumento da eficiência de absorção. No entanto, o número de iões que necessariamente têm que ser bombeados até atingirem a transparência igualmente aumenta, levando ao aumento da potência limiar de emissão laser, significando que existe uma espessura óptima para o meio activo. A espessura necessária para se verificar uma absorção eficiente diminui com o aumento do nível de dopagem. No entanto, com o aumento do nível de dopagem verifica-se um aumento da densidade de impurezas iónicas, levando a uma redução no tempo de vida da fluorescência e um aumento de calor gerado. Assim, conclui-se que existe também um valor óptimo para o nível de dopagem do material.



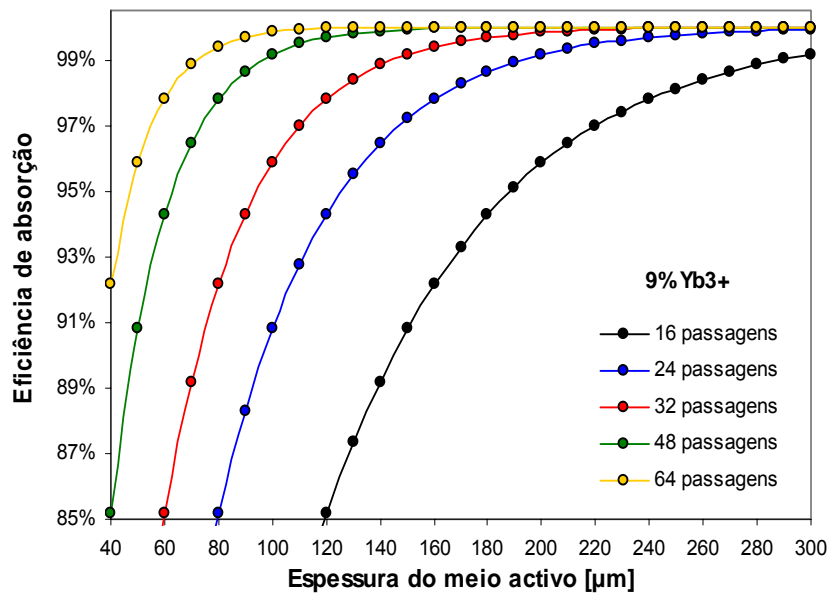
**Fig. 4.27** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 6%



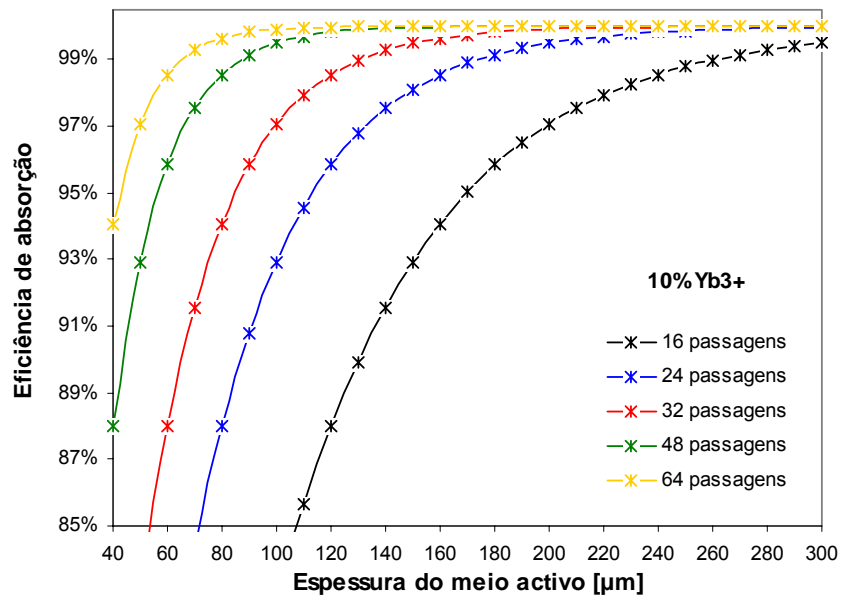
**Fig. 4.28** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 7%



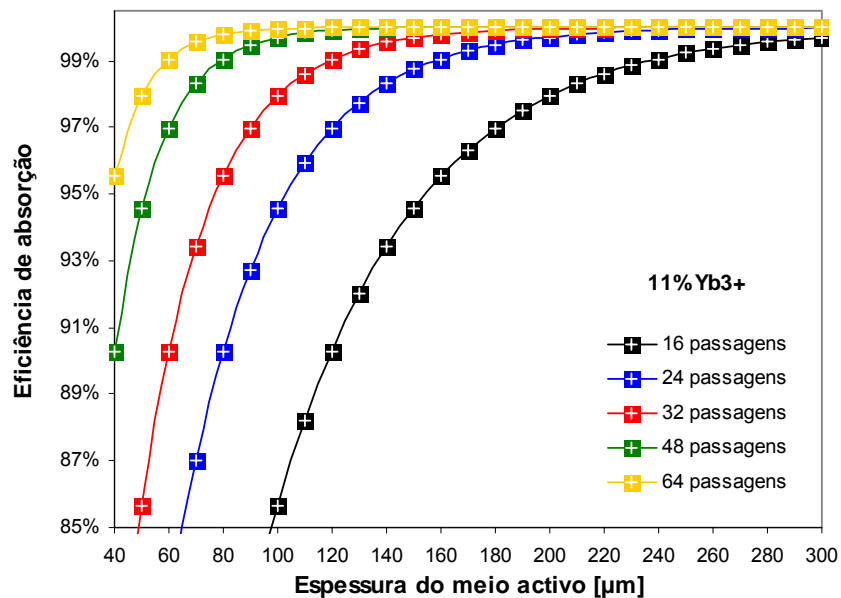
**Fig. 4.29** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8%



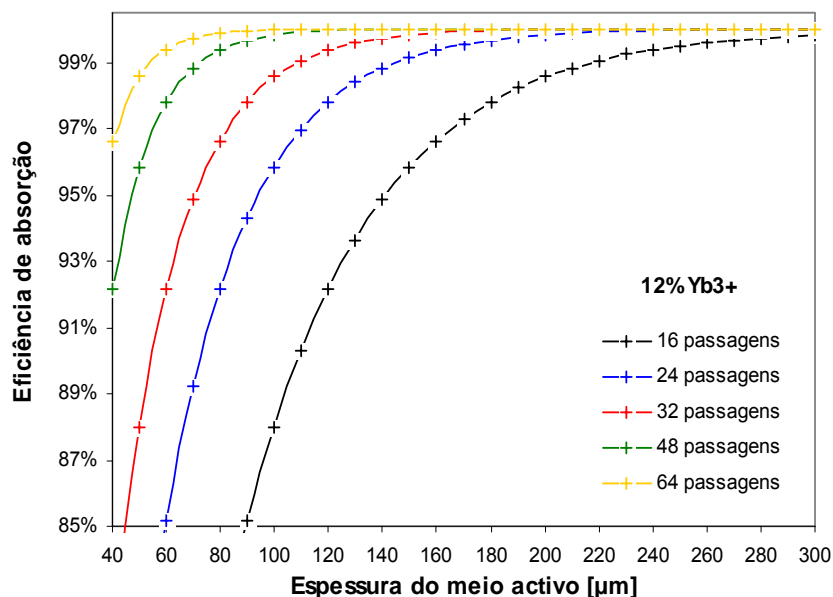
**Fig. 4.30** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 9%



**Fig. 4.31** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 10%



**Fig. 4.32** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 11%

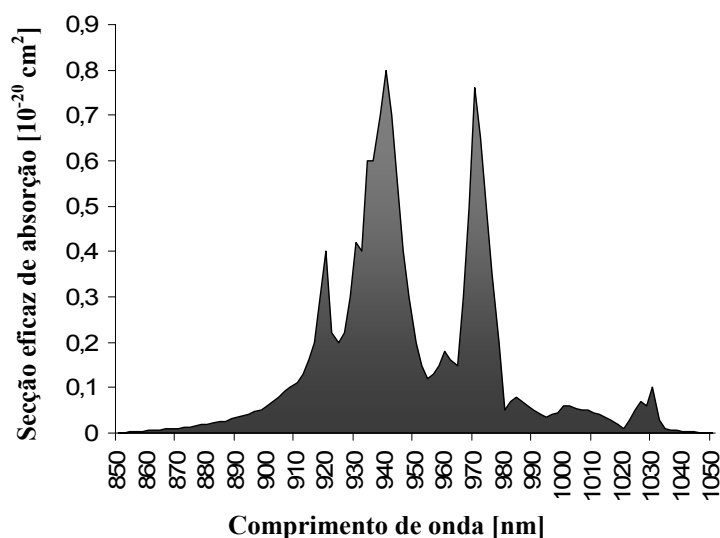


**Fig. 4.33** – Eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 12%

Podem-se observar nas Fig. 4.27 à Fig. 4.33, para dopagens entre 6% e 12%, os gráficos de variação da eficiência de absorção em função da espessura do meio activo variando o número de passagens do sistema de multipassagem. Verifica-se que a eficiência de absorção aumenta com o aumento do número de passagens, com a espessura do meio activo e com o nível de dopagem com  $\text{Yb}^{3+}$ . É também possível constatar pela Fig. 4.27 que, apesar de o nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  ser de 6% e a espessura ser  $80\mu\text{m}$ , perto de 97% da radiação incidente é absorvida pelo meio activo com a aplicação do sistema “Multipass 64”. O aumento do número de passagens permite assim efectuar reduções drásticas na espessura do meio activo e dessa forma reduzir o limiar de emissão laser, reduzir os efeitos térmicos adversos e consequentemente aumentar a eficiência laser.

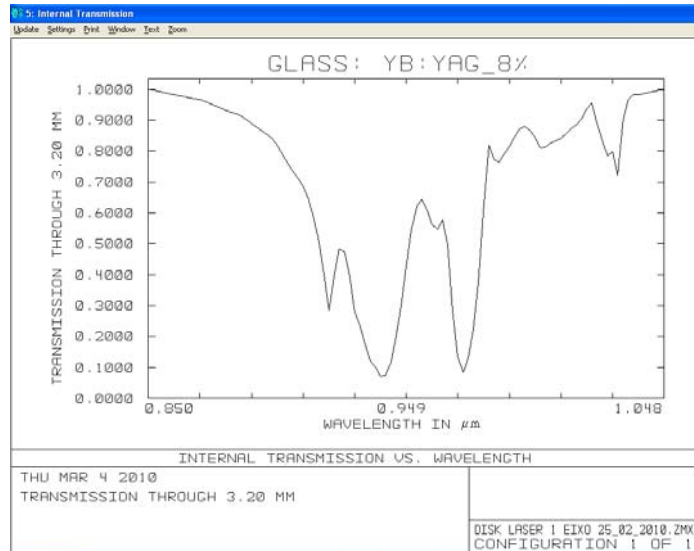
Esta análise tem no entanto, apenas em conta o efeito de absorção da radiação de bombeamento pelo meio activo, desprezando-se até aqui os efeitos de absorção ou outros dos componentes ópticos do sistema de multipassagem (lentes e reflectores). No entanto, esses efeitos têm que ser contabilizados para que os resultados esperados converjam para os resultados práticos reais. O traçado de raios torna-se assim um instrumento essencial para a integração de todos os componentes ópticos, levando à obtenção de resultados muito próximos dos correctos. Para a modelação do meio activo em ZEMAX<sup>®</sup>, optou-se por efectuar uma parametrização completa dos discos activos com dopagens entre 6% e 12% e

com espessuras entre 40 $\mu$ m e 300 $\mu$ m. Tal como foi referido em 3.1., no ambiente ZEMAX<sup>®</sup> qualquer objecto facetado pode ser definido como detector. Desta forma, é possível estimar o valor da potência incidente em qualquer objecto definido como detector. No entanto, apenas o detector volúmico pode fornecer informação sobre a distribuição tridimensional de potência incidente e absorvida pelo material. Esta característica é especialmente importante dado que o meio activo, que no caso do laser de disco possui tipicamente uma espessura na ordem das duas centenas de micrómetros, pode não absorver toda a radiação que nele incide. Assim, apesar de o meio activo que se utiliza tipicamente (no caso do laser de disco) possuir uma forma cilíndrica, em ambiente ZEMAX<sup>®</sup> este é parametrizado com a forma paralelepipedica. As dimensões do detector dependem das variáveis “*X Half Width*”, “*Y Half Width*” e “*Z Half Length*”. A resolução das distribuições de radiação obtidas depende das dimensões definidas e do número de vóxeis seleccionado ( $n_x$ ,  $n_y$  e  $n_z$ ). As propriedades do material activo (espectro de absorção e fórmulas de dispersão) são definidas na janela “*Tools\Catalogs\Glass Catalogs*”. Apesar da vasta lista de materiais disponíveis nos catálogos de materiais do ZEMAX<sup>®</sup>, o material Yb:YAG não se encontra incluído nos catálogos. Assim, todos os dados relativos ao material foram calculados e inseridos de acordo com a bibliografia encontrada. Apesar de a fonte de bombeamento seleccionada possuir um comprimento de onda com baixa largura de banda de emissão, o espectro de absorção/transmissão foi definido entre os 850nm e 1048nm considerando intervalos de comprimento de onda de 2nm. Para esse efeito, foi necessário modelar inicialmente o espectro da secção eficaz de absorção ilustrado na Fig. 4.34.



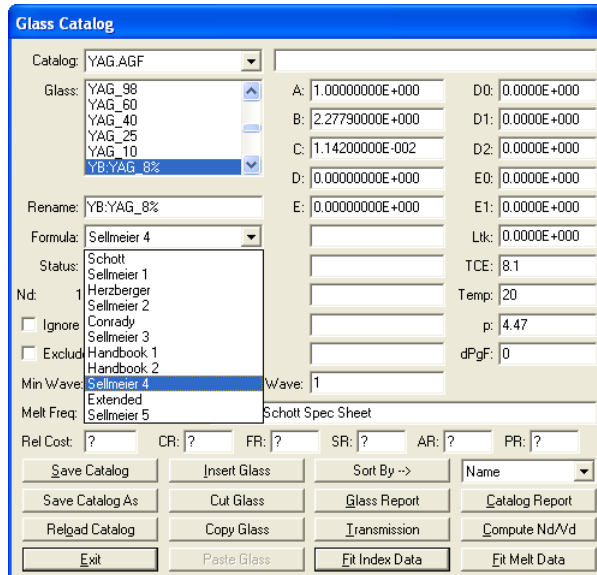
**Fig. 4.34** – Secção eficaz de absorção em função do comprimento de onda para o Yb:YAG à temperatura de 300°K

Através do cálculo do coeficiente de absorção para cada comprimento de onda, tendo em conta a secção eficaz de absorção, definiram-se os espectros de transmissão do Yb:YAG para dopagens entre 6% e 12%. A título exemplificativo, a Fig. 4.35 ilustra o espectro de transmissão de um cristal de Yb:YAG com 200 $\mu$ m de espessura, dopado a 8% numa configuração de 16 passagens, correspondendo a um percurso óptico total de absorção de 3,2mm.



**Fig. 4.35** – Espectro de transmissão de um cristal de Yb:YAG com espessura 200 $\mu$ m e dopagem de 8% de Yb<sup>3+</sup> numa configuração de 16 passagens

Como se sabe, o índice de refração dos materiais não é constante para todos os comprimentos de onda. A definição do índice de refração do material para cada comprimento de onda da radiação que se propaga no seu interior é representada através do diagrama de dispersão do material. Dado que o ZEMAX<sup>®</sup> não possui informação sobre o material em questão, o diagrama tem igualmente que ser calculado. O ZEMAX<sup>®</sup> possui várias equações de dispersão que permitem inserir os coeficientes usualmente fornecidos pelo fabricante do material e assim calcular o respectivo diagrama de dispersão, tal como se pode observar na Fig. 4.36.

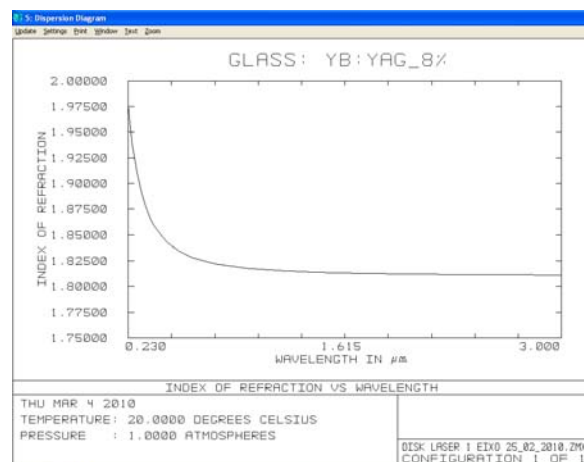


**Fig. 4.36** – Fórmulas de dispersão disponibilizadas pelo ZEMAX<sup>®</sup> para cálculo do diagrama de dispersão do material

Para o cálculo do diagrama de dispersão do Yb:YAG, utilizou-se a equação de dispersão de Sellmeier:

$$n^2 = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E} \quad [4.17]$$

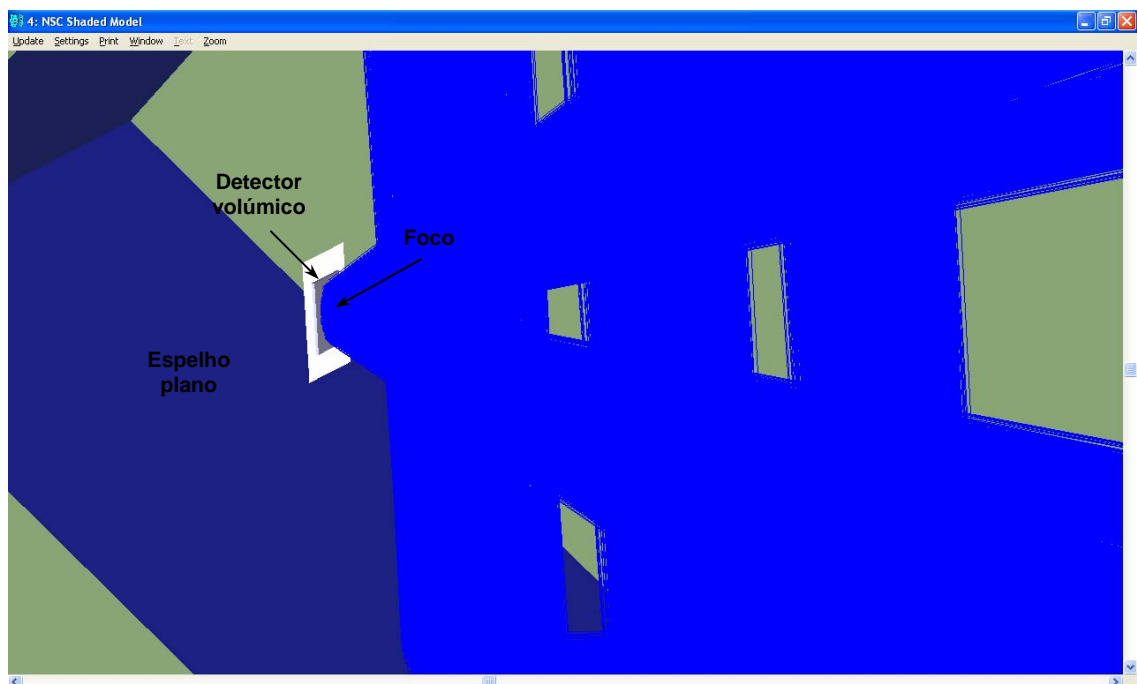
onde os coeficientes fornecidos pelo fabricante são: A = 1, B = 2,2779, C = 0,01142, D = 0 e E = 0<sup>66</sup>. Em alternativa, existe também a possibilidade de inserir individualmente os dados do índice de refração e correspondente comprimento de onda para obtenção do diagrama de dispersão. A Fig. 4.37 ilustra o diagrama de dispersão para o Yb:YAG calculado em ZEMAX<sup>®</sup> através da equação [4.17].



**Fig. 4.37** – Diagrama de dispersão para o material Yb:YAG calculado em ZEMAX<sup>®</sup> através da equação de Sellmeier



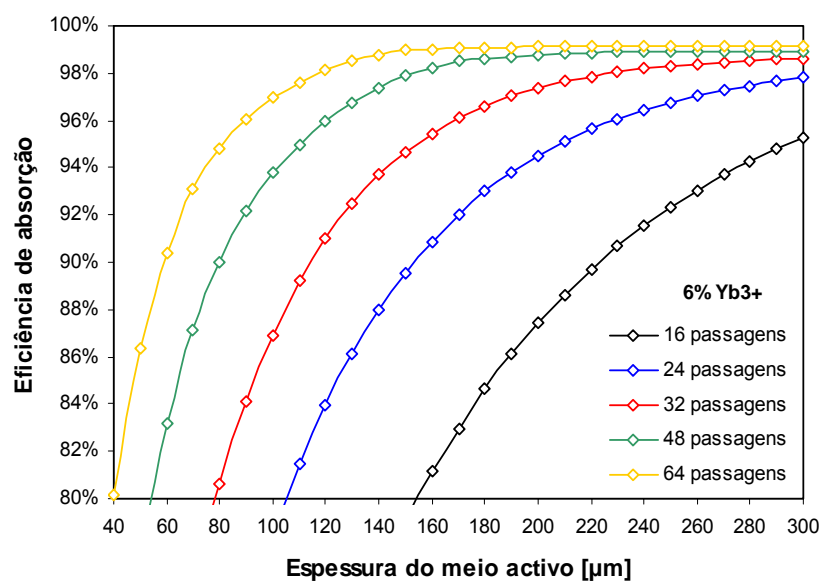
Após a modelação das características de transmissão e dispersão do material seleccionado para o detector volume, definem-se as suas dimensões e a resolução nas várias direcções. Assim, dado que o foco de radiação de bombeamento calculado possui um diâmetro inferior a 5mm, selecciona-se para as variáveis “*X Half Width*” e “*Y Half Width*” o valor de 3mm, correspondendo a um meio activo com um diâmetro máximo de 6mm. A variável “*Z Half Length*” assume o valor correspondente a metade da espessura do meio activo em estudo, que varia entre 40 $\mu$ m e 300 $\mu$ m. O detector volúmico que representa o meio activo possui assim as dimensões 6mm  $\times$  6mm  $\times$  Z  $\mu$ m. O número de vóxeis que definem a resolução do detector em cada direcção é:  $n_x = 100$ ,  $n_y = 100$ ,  $n_z = 20$ . A resolução do detector volúmico é assim de 60 $\mu$ m nas direcções transversais à propagação do feixe laser (x e y) e varia entre 4 $\mu$ m e 15 $\mu$ m na sua direcção de propagação (z). A localização do detector é coincidente com a localização do foco do espelho parabólico, tal como se pode observar na Fig. 4.38. É parametrizado um revestimento de anti-reflexão na superfície frontal do detector e aplicado um reflector na face traseira com revestimento de alta reflexão. O processo de simulação do sistema integrado é iterativo. No processo de optimização de posicionamento de todos os componentes consideram-se poucos raios para cada simulação (cerca de 200.000). Quando se conclui, através de várias simulações, que todos os componentes se encontram na posição óptima, aumenta-se progressivamente o número de raios considerados nas simulações até que o valor da potência absorvida e o respectivo perfil de bombeamento convirjam. Os tempos de simulação variam entre 10 minutos e vários dias, dependendo da complexidade do sistema considerado, do número de raios e da performance do computador utilizado.



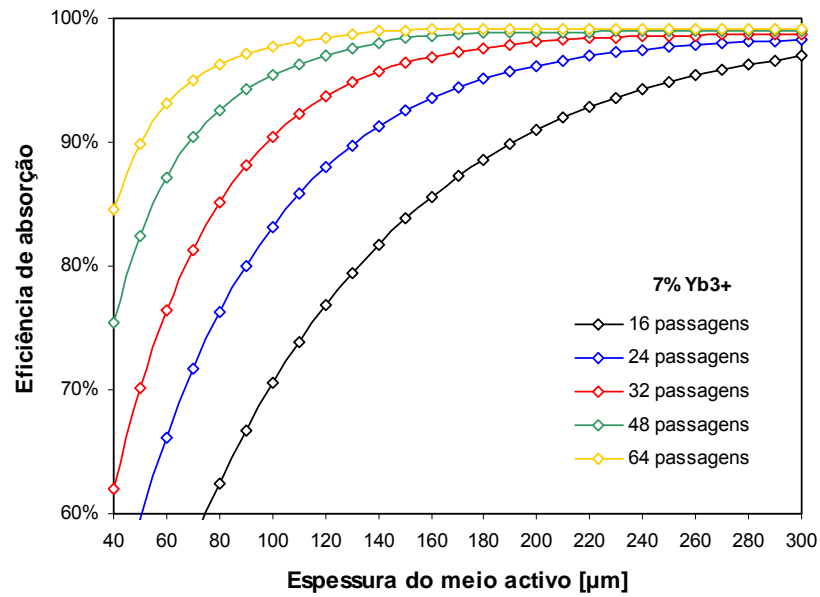
**Fig. 4.38** – Representação 3D do posicionamento do meio activo no foco do espelho parabólico

#### 4.5.6. RESULTADOS DA ANÁLISE POR TRAÇADO DE RAIOS DO SISTEMA ÓPTICO DE BOMBEAMENTO

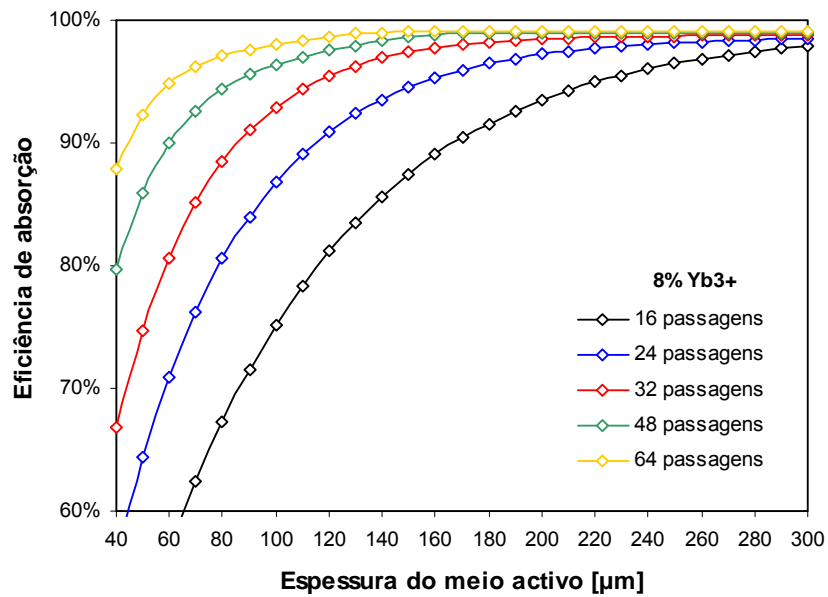
Ilustra-se nas Fig. 4.39 à Fig. 4.45 os resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para dopagens com  $\text{Yb}^{3+}$  desde 6% até 12%, calculados através de simulação em ZEMAX<sup>®</sup>. Ao contrário das curvas teóricas de absorção representadas nas Fig. 4.27 à Fig. 4.33, as curvas obtidas nas simulações têm em conta as perdas de eficiência que se verificam em cada componente ópticos do sistema. Pode-se constatar que as vantagens do aumento do número de passagens do sistema de multipassagem são mais evidentes para baixas espessuras e baixos níveis de dopagem do meio activo. À medida que o nível de dopagem aumenta, as curvas de eficiência de absorção aproximam-se. No entanto, considerando que a espessura do meio activo pode ser reduzida com o aumento do número de passagens sem redução da eficiência de absorção (ver figuras), os efeitos térmicos, que não são mensuráveis através do ZEMAX<sup>®</sup>, assumem obviamente maior impacto no caso dos sistemas com menor número de passagens.



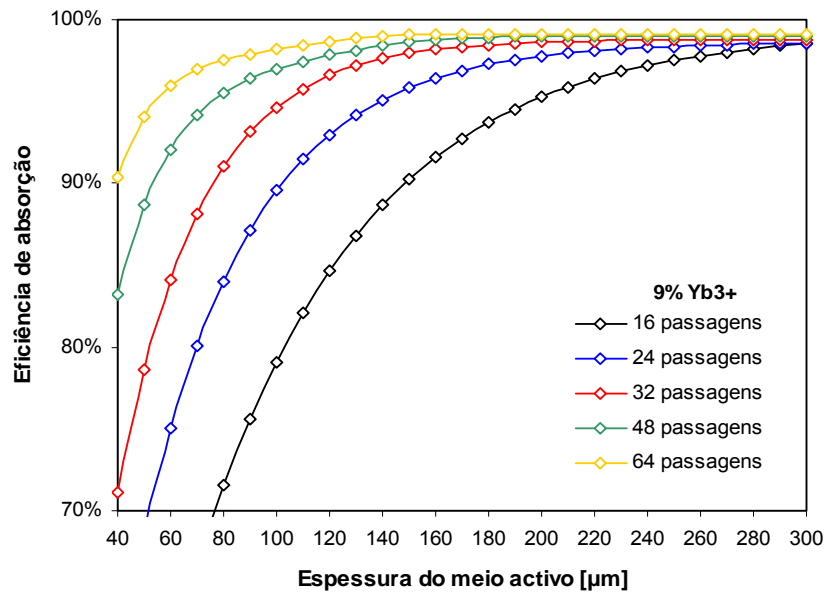
**Fig. 4.39** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 6% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>



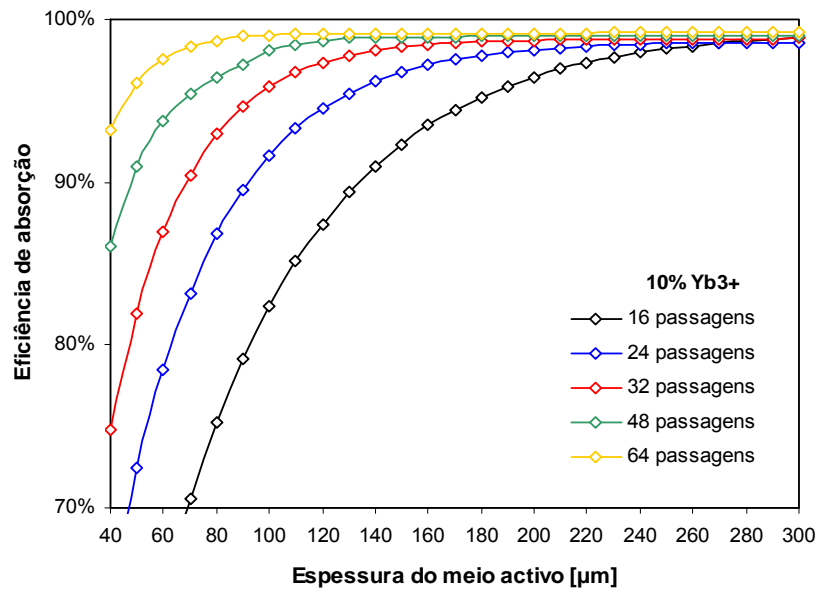
**Fig. 4.40** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 7% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>



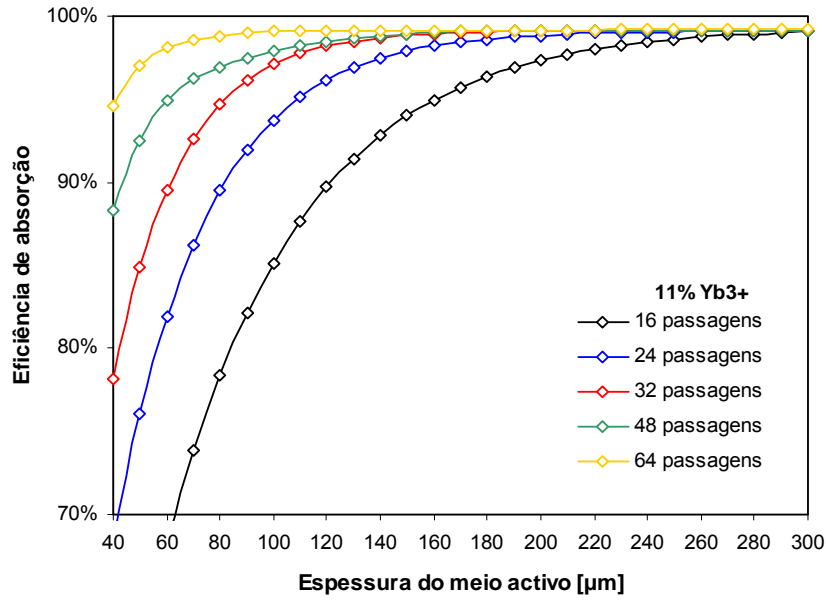
**Fig. 4.41** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>



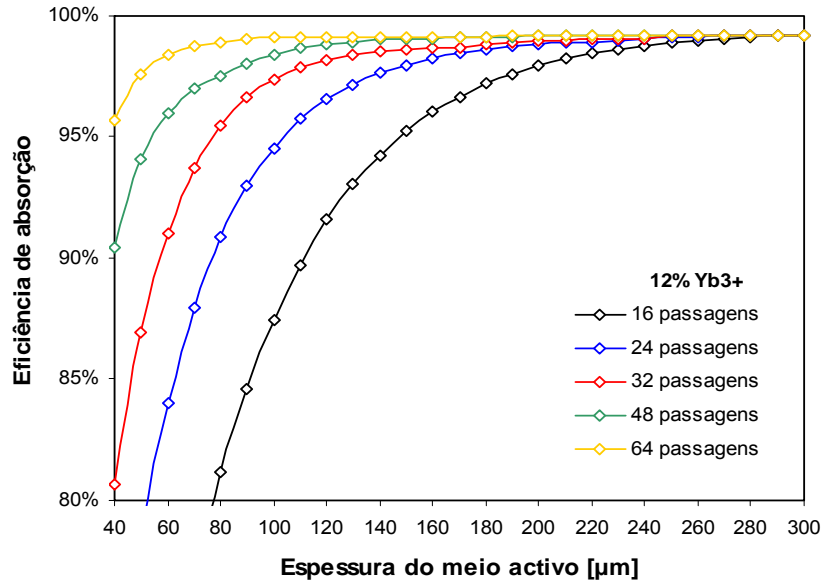
**Fig. 4.42** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 9% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>



**Fig. 4.43** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 10% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>

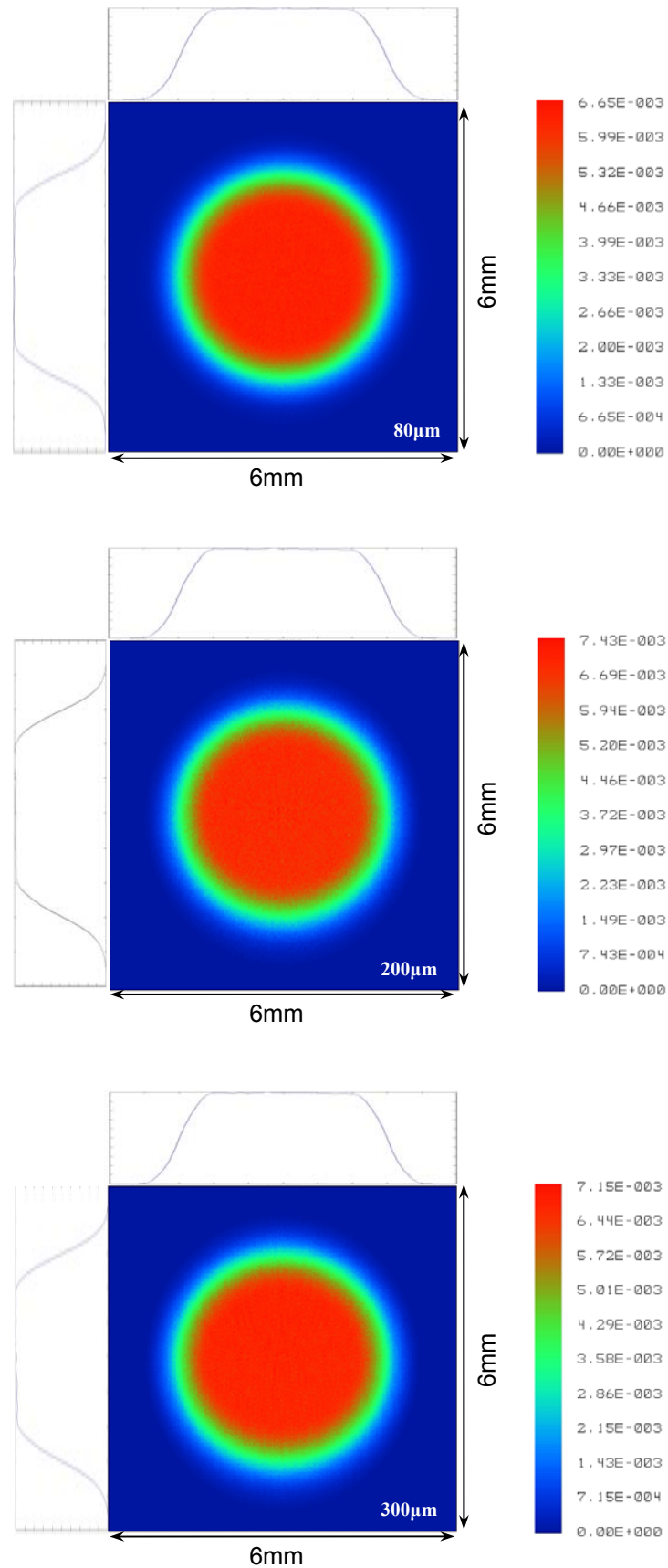


**Fig. 4.44** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 11% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>



**Fig. 4.45** – Resultados de eficiência de absorção em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 12% calculado em ZEMAX<sup>®</sup>

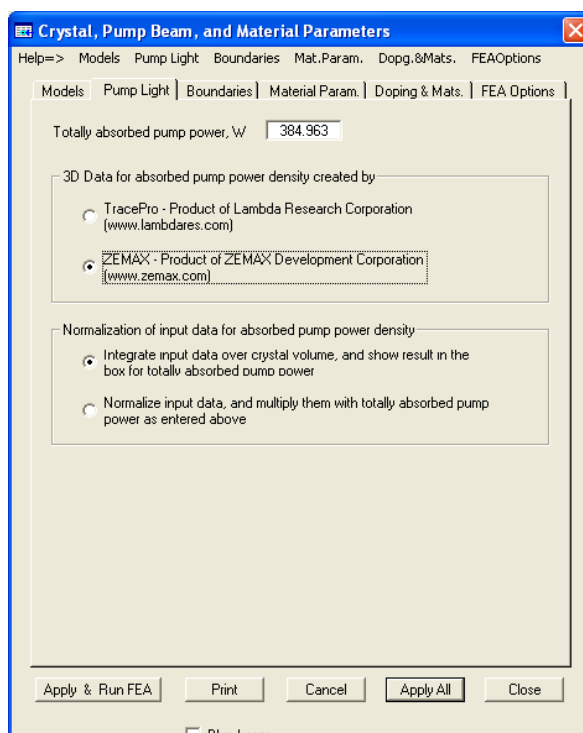
Outra conclusão que deriva dos gráficos anteriores é que os sistemas com maior número de passagens são percentualmente mais penalizados em relação a perdas de eficiência do que os sistema com menor número de passagens. Esta situação deve-se ao facto de possuírem um maior número de componentes ópticos envolvidos no processo de bombeamento a contribuir individualmente para essas perdas. No entanto, a eficiência de absorção nunca é inferior quando o número de passagens é superior. Relativamente às distribuições de radiação absorvida pelo meio activo, constata-se que estas são ligeiramente afectadas pela espessura do meio activo. À medida que se aumenta a espessura do meio activo o diâmetro do perfil de radiação absorvida torna-se ligeiramente maior e menos homogéneo. Este facto resulta do efeito de refacção que a radiação de bombeamento sofre ao incidir no meio activo. Este efeito é, no entanto, desprezável face à dimensão da espessura do meio activo. Como se pode observar pela Fig. 4.46, as diferenças entre as distribuições de radiação absorvida para os três discos com espessuras de 80 $\mu$ m, 200 $\mu$ m e 300 $\mu$ m são quase imperceptíveis. Denota-se uma imagem mais focada para menores espessuras. No entanto, apesar de a distribuição de radiação absorvida ser muito aproximada, o mesmo não se verifica com os efeitos térmicos associados.



**Fig. 4.46** – Distribuição de potência absorvida pelo meio activo na configuração Multipass32 para discos com espessuras de 80μm, 200μm e 300μm (unidades verticais em W)

## 4.6. MODELAÇÃO DE CAVIDADES DE RESSONÂNCIA

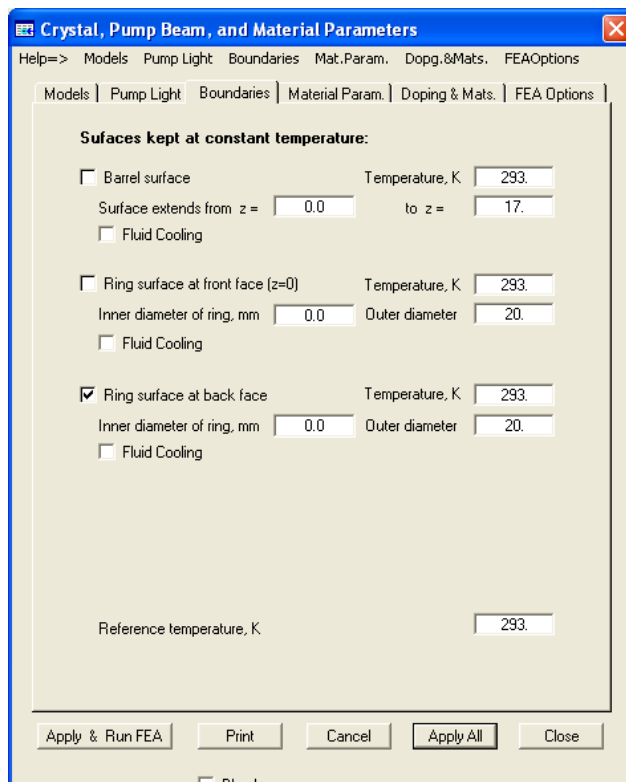
A análise por traçado de raios não sequencial tridimensionalmente em ZEMAX<sup>®</sup> permite calcular a eficiência de transferência e de absorção, bem como o perfil tridimensional de absorção no meio activo. No entanto, os efeitos consequentes dos referidos perfis de absorção no disco e no comportamento do laser não são analisados em ZEMAX<sup>®</sup>. A modelação da cavidade de ressonância e o estudo das características do feixe laser, bem como a quantificação dos efeitos térmicos e estruturais aplicados ao meio activo são realizados utilizando o software LASCAD<sup>®</sup> em conjunto com o software WINLASE<sup>®</sup>. O primeiro estudo a desenvolver é a resolução das equações diferenciais de condução térmica e de deformação estrutural [3.1] e [3.3]. Para esse efeito, o LASCAD<sup>®</sup> necessita de um perfil tridimensional de potência absorvida, que pode ser definido directamente em LASCAD<sup>®</sup> através dos seus modelos pré-definidos, ou através da importação dos dados de potência absorvida em cada voxel directamente de um software de traçados de raios como o ZEMAX<sup>®</sup> ou o TRACEPRO<sup>®</sup>. Neste caso específico, os dados foram importados do ambiente ZEMAX<sup>®</sup> dado que foi o software de traçado de raios utilizado para a obtenção do ficheiro com a distribuição de potência absorvida tridimensionalmente pelo meio activo. A Fig. 4.47 ilustra o menu onde se selecciona a proveniência do ficheiro contendo os dados de potência absorvida tridimensionalmente pelo detector volúmico que representa o meio activo no ambiente ZEMAX<sup>®</sup>.



**Fig. 4.47** – Importação do ficheiro com dados de potência absorvida pelo meio activo



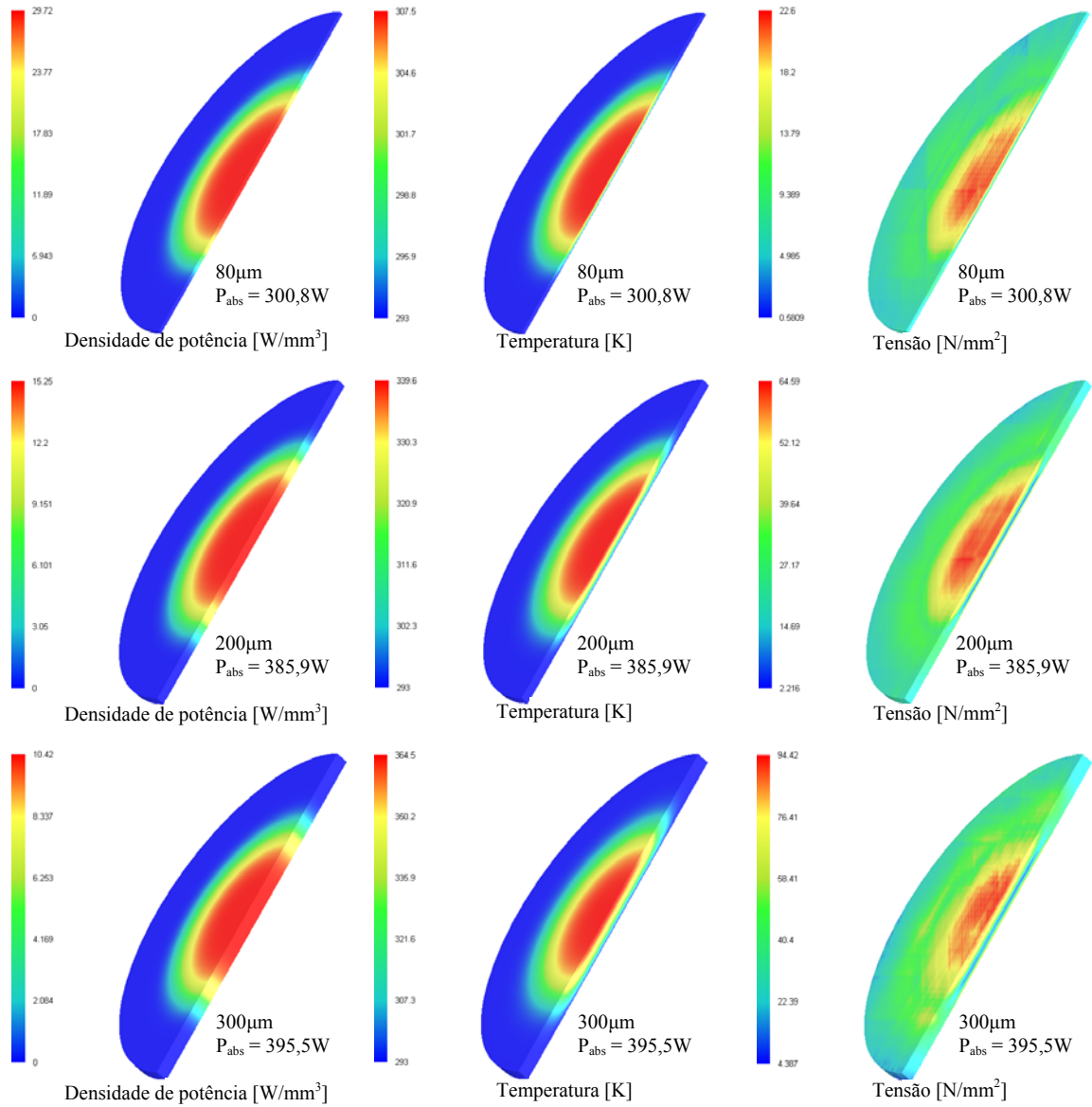
Os parâmetros do sistema de refrigeração são definidos no sub-menu “*Boundaries*” do LASCAD<sup>®</sup>. Define-se a temperatura do sistema de refrigeração com 20°C tal como se pode observar na Fig. 4.48.



**Fig. 4.48** – Definição dos parâmetros de refrigeração do meio activo

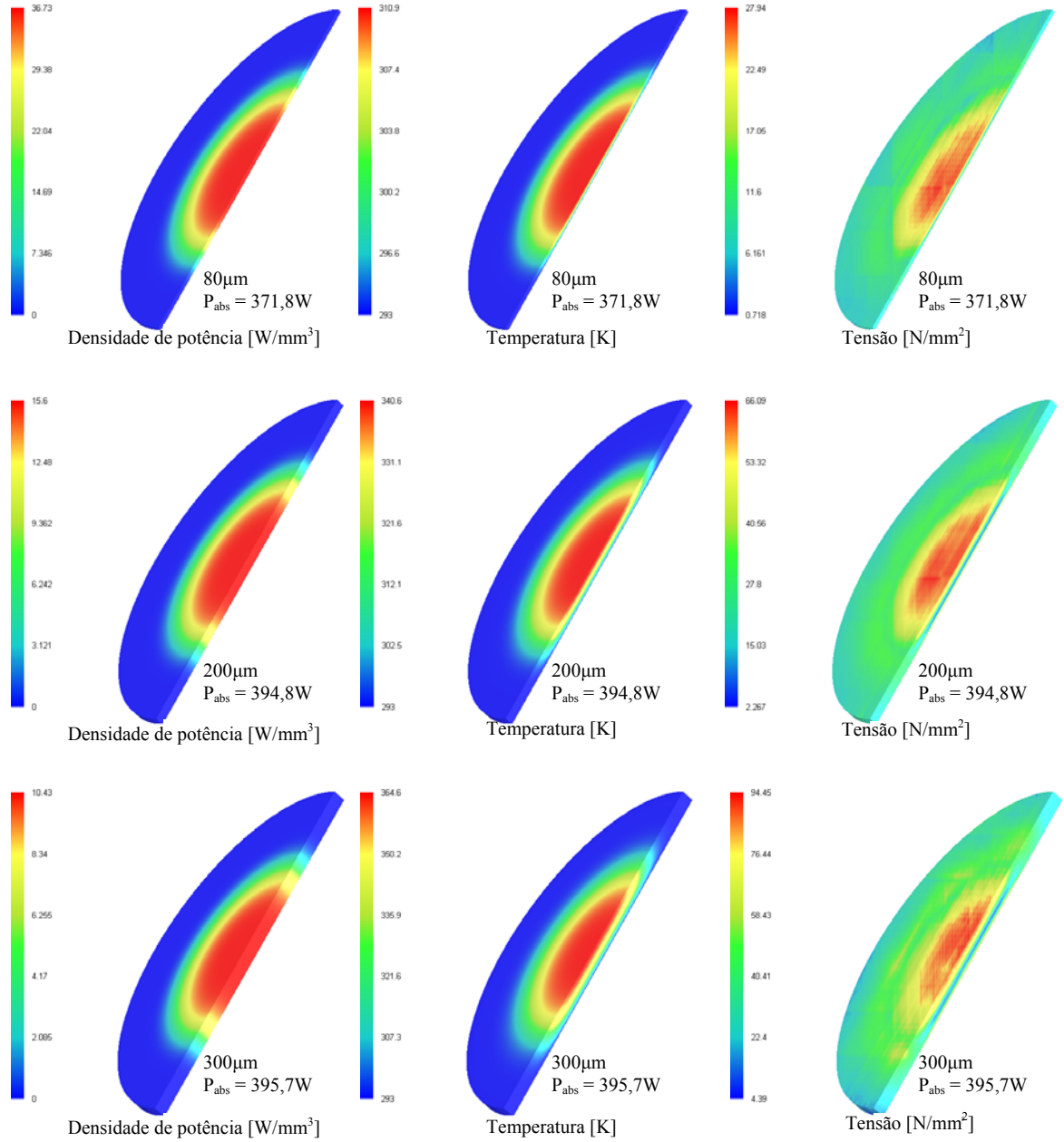
O contacto do meio activo com o dissipador de calor efectua-se apenas na sua face traseira. O diâmetro considerado para o dissipador de calor é de 20mm. Relativamente aos parâmetros do meio activo, foram gentilmente cedidos pelo Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) da Universität Stuttgart, inventores do conceito Laser de Disco e consultados em diversa bibliografia<sup>67-73</sup> encontrando-se representados na Fig. 3.14 (b) para a dopagem de 10%. Para aplicação da análise de elementos finitos (FEA), o meio activo é dividido em vários elementos, tal como no ZEMAX<sup>®</sup> e as equações diferenciais são resolvidas para cada elemento tridimensional, ou seja, para cada voxel definido em ZEMAX<sup>®</sup>. A precisão dos resultados dependeta,bem aqui do número de elementos definidos na grelha com as variáveis “*Mesh size in x- and y- direction*” e “*Mesh size in z-direction*”. Estes parâmetros deverão ser aproximadamente iguais aos definidos anteriormente no ambiente ZEMAX<sup>®</sup>. Utilizam-se dez iterações para as análises térmica e estrutural e o limite de convergência do processo iterativo é de  $1,0 \times 10^{-7}$ . Observe-se nas Fig. 4.49 à Fig. 4.51 os resultados de densidade de potência, temperatura e tensão calculados para o caso de um meio activo com 80µm, 200µm e 300µm de espessura, 10% de dopagem de Yb<sup>3+</sup> respectivamente bombeados numa configuração de 16, 32 e 64 passagens.

### Configuração de 16 passagens



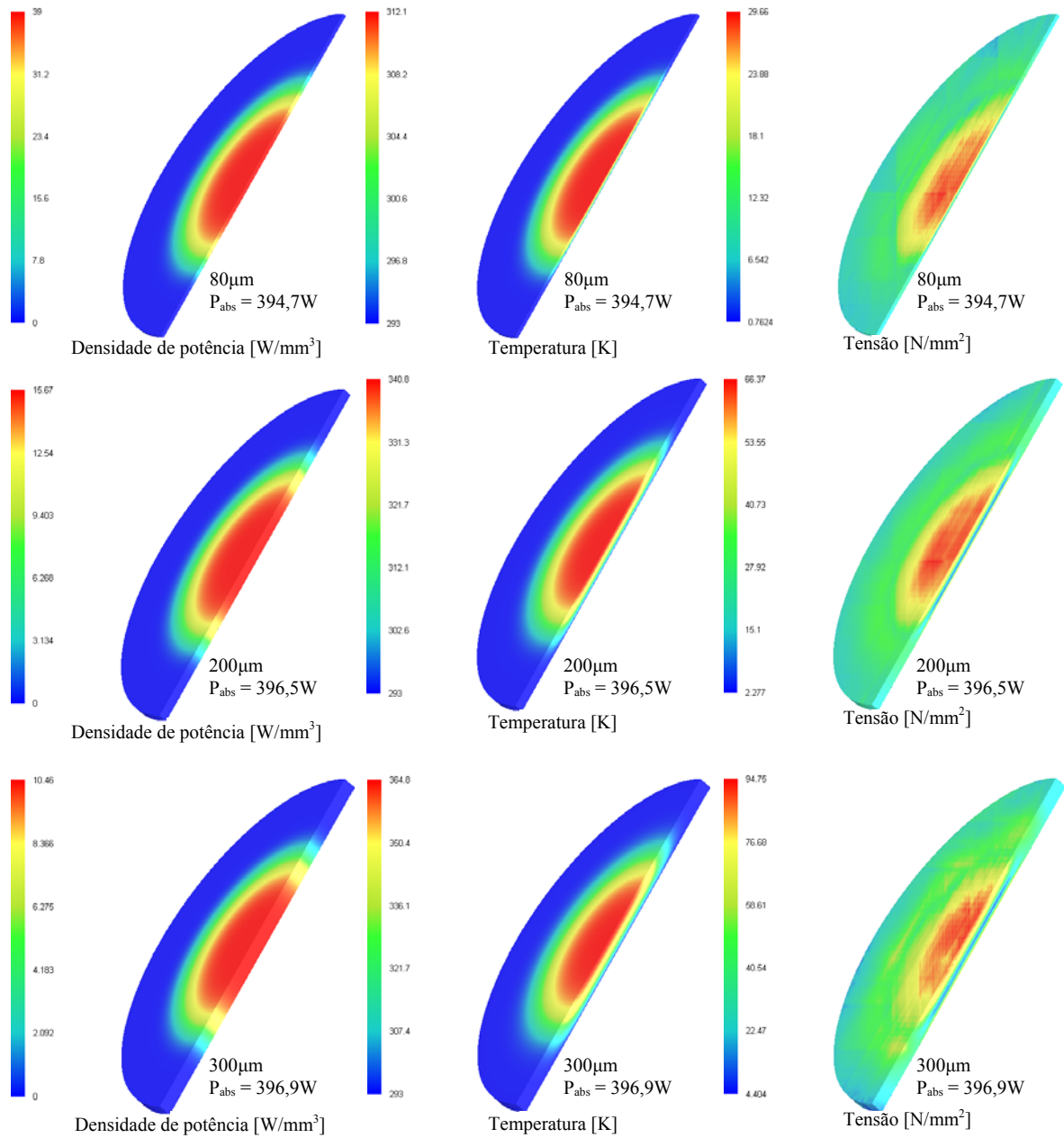
**Fig. 4.49** – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80 $\mu\text{m}$ , 200 $\mu\text{m}$  e 300 $\mu\text{m}$  de espessura com 10% de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  na configuração de bombeamento com 16 passagens

### Configuração de 32 passagens



**Fig. 4.50** – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80μm, 200μm e 300μm de espessura com 10% de dopagem de Yb<sup>3+</sup> na configuração de bombeamento com 32 passagens

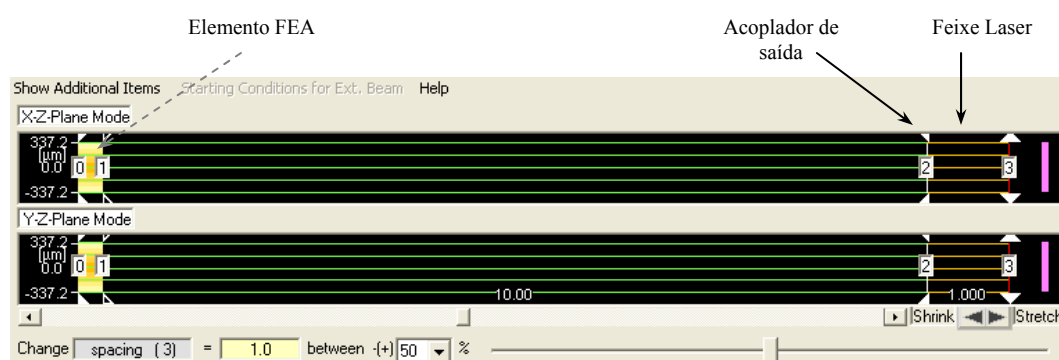
### Configuração de 64 passagens



**Fig. 4.51** – Distribuição tridimensional de densidade de potência, temperatura e tensão em discos com 80μm, 200μm e 300μm de espessura com 10% de dopagem de  $Yb^{3+}$  na configuração de bombeamento com 64 passagens

Pela observação das figuras, pode-se constatar a redução da densidade de potência gerada no meio activo com o aumento da espessura, para o mesmo sistema de multipassagem. O gradiente térmico entre a face refrigerada e a face frontal do meio activo é mais elevado quando a espessura é maior (note-se que a temperatura da face refrigerada é de 290°K. As tensões que o material sofre são igualmente superiores quando a espessura aumenta. Estes efeitos são especialmente notórios no caso do sistema que fornece 64 passagens porque a radiação de bombeamento é totalmente absorvida independentemente da espessura do material. Observe-se por exemplo que no caso do sistema de 32 passagens pelo meio activo com 80µm de espessura, a potência absorvida é de apenas 371,8W, correspondendo a um decréscimo de 6% relativamente ao valor obtido para a mesma espessura com o sistema de 64 passagens. Este facto é ainda mais evidente no sistema com 16 passagens, que apenas absorve 300,8W quando a espessura do meio activo é 80µm, o que corresponde a 24% de redução em relação ao sistema de 64 passagens. Conclui-se portanto que os efeitos térmicos e estruturais causados pela potência de bombeamento absorvida podem ser drasticamente reduzidos com o aumento do número de passagens do sistema de multipassagem e a consequente redução da espessura do meio activo.

A análise por elementos finitos fornece assim um elemento (FEA) a aplicar na cavidade de ressonância que representa o meio activo juntamente com os efeitos térmicos e estruturais nele aplicados, que influenciam o desempenho da cavidade na emissão laser. A obtenção de uma cavidade de ressonância adequada às características de bombeamento e do meio activo é definida após a introdução deste elemento na cavidade.



**Fig. 4.52** – Representação da cavidade de ressonância e feixe laser nos planos de propagação *X-Z* e *Y-Z*

O processo de otimização da cavidade é iterativo e tem os seguintes objectivos, ordenados por importância decrescente:

- Estabilidade da cavidade
- Potência de saída laser
- Qualidade de feixe laser
- Comprimento total da cavidade
- Distância entre componentes

Os parâmetros alvos de optimização iterativa são os seguintes:

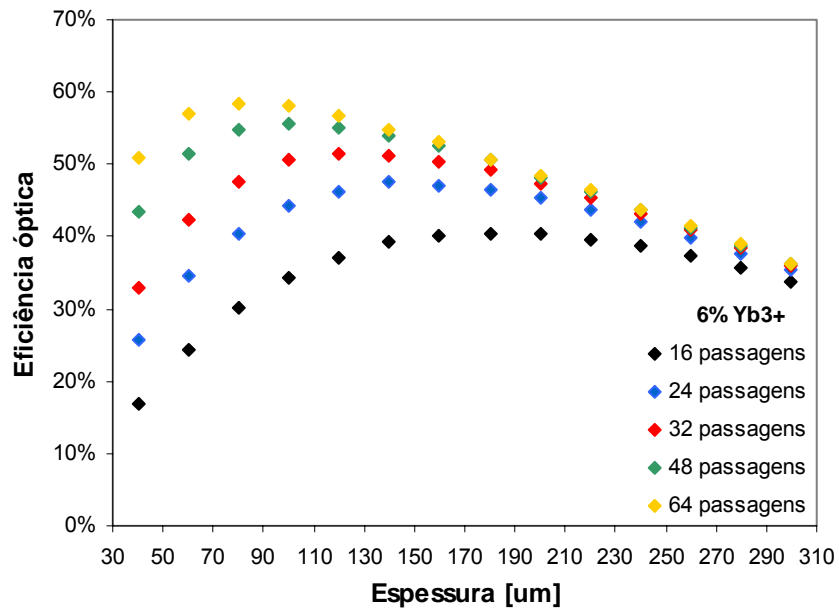
- Curvatura dos espelhos da cavidade
- Distâncias entre espelhos da cavidade
- Ângulo de incidência do feixe nos componentes
- Reflectividade do acoplador de saída

Apresentam-se no sub-capítulo seguinte os resultados obtidos em ambiente LASCAD<sup>®</sup> de eficiência óptica e qualidade de feixe para diferentes configurações de bombeamento, diferentes espessuras e níveis de dopagem de Yb<sup>3+</sup>.

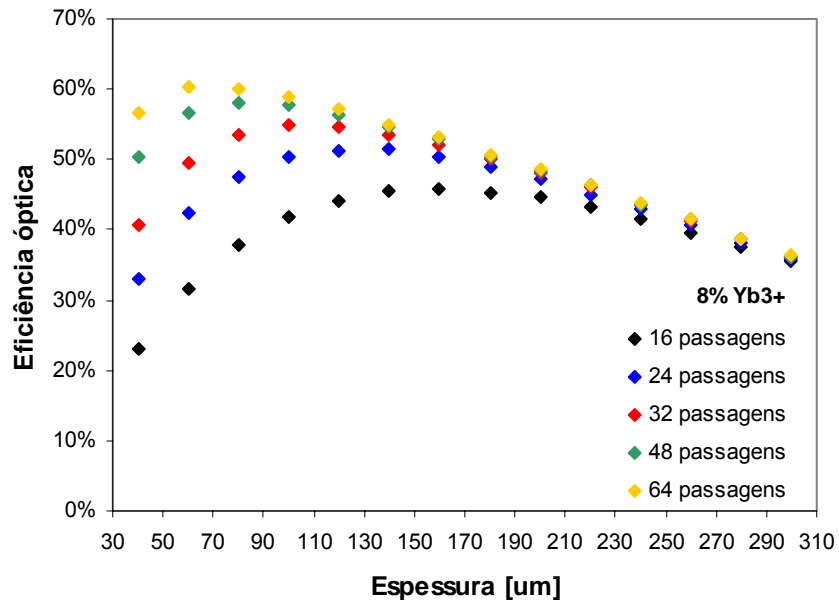
#### **4.6.1. RESULTADOS DA ANÁLISE POR ELEMENTOS FINITOS**

Nos gráficos apresentados neste sub-capítulo, introduzem-se os resultados obtidos através da modelação em LASCAD<sup>®</sup> dos vários sistemas de multipassagem estudados. Define-se como eficiência óptica a razão entre a potência laser e a potência de bombeamento. O cálculo da eficiência óptica é efectuado tendo em conta a potência máxima de bombeamento, que é fixa (400W), e a potência laser emitida para cada sistema. Tal como já foi referido, a qualidade de feixe laser pode ser optimizada pela alteração da cavidade de ressonância (fundamentalmente obtém-se uma melhor qualidade de feixe aumentando o comprimento da cavidade e/ou alterando as curvaturas dos espelhos da cavidade). No entanto, para o estudo da influência que a potência de bombeamento e a espessura do disco podem ter na qualidade de feixe laser, definiu-se uma cavidade de ressonância com características fixas para todas as configurações e potências. Assim, define-se como referência uma cavidade de configuração V (*V-shape*) com distâncias entre o disco e cada espelho de 30cm. Todos os valores de qualidade de feixe são calculados para a cavidade referida e para uma potência de bombeamento de 400W. As Fig. 4.53 à Fig. 4.56 ilustram a variação da eficiência óptica dos sistema laser em função da

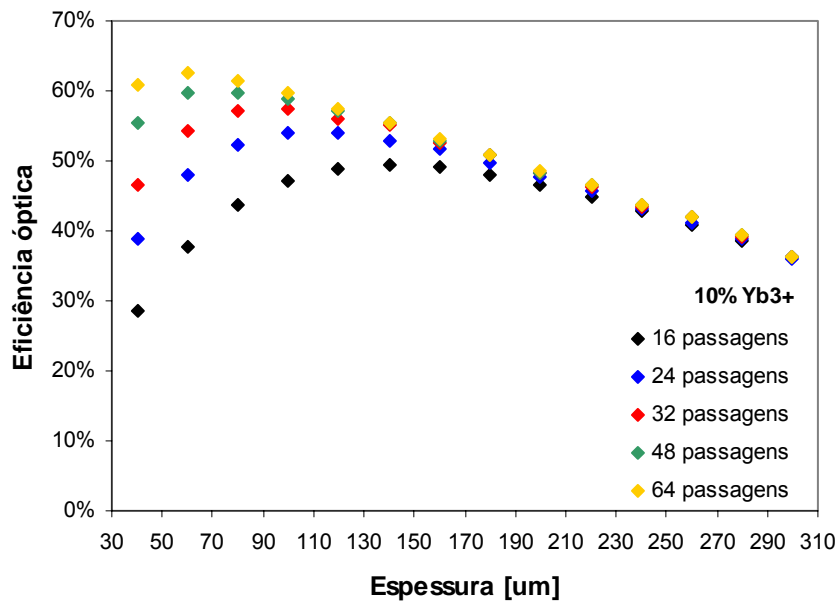
espessura do meio activo para as várias configurações do sistema de multipassagem e para diferentes níveis de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$ .



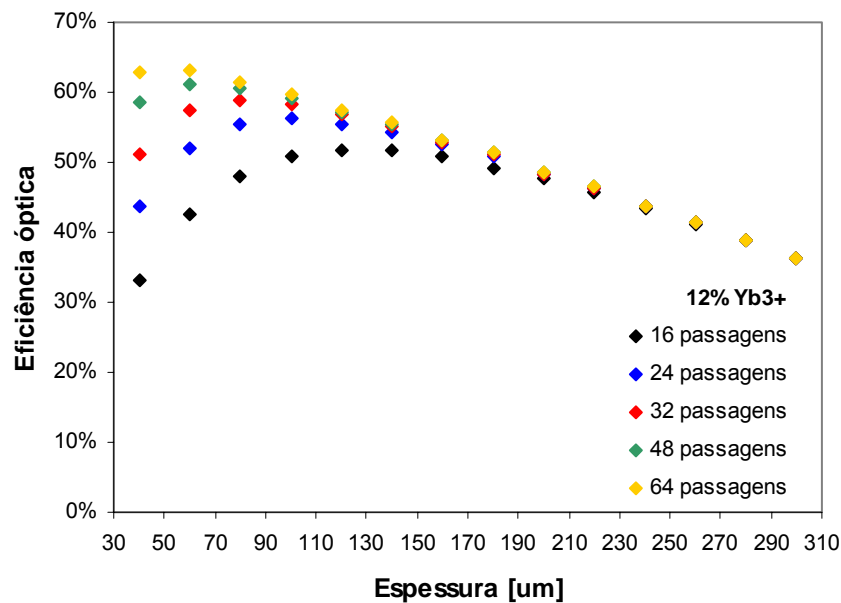
**Fig. 4.53** – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 6% calculado em LASCAD<sup>®</sup>



**Fig. 4.54** – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% calculado em LASCAD<sup>®</sup>



**Fig. 4.55** – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 10% calculado em LASCAD<sup>©</sup>



**Fig. 4.56** – Resultados de eficiência óptica em função da espessura do meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 12% calculado em LASCAD<sup>©</sup>

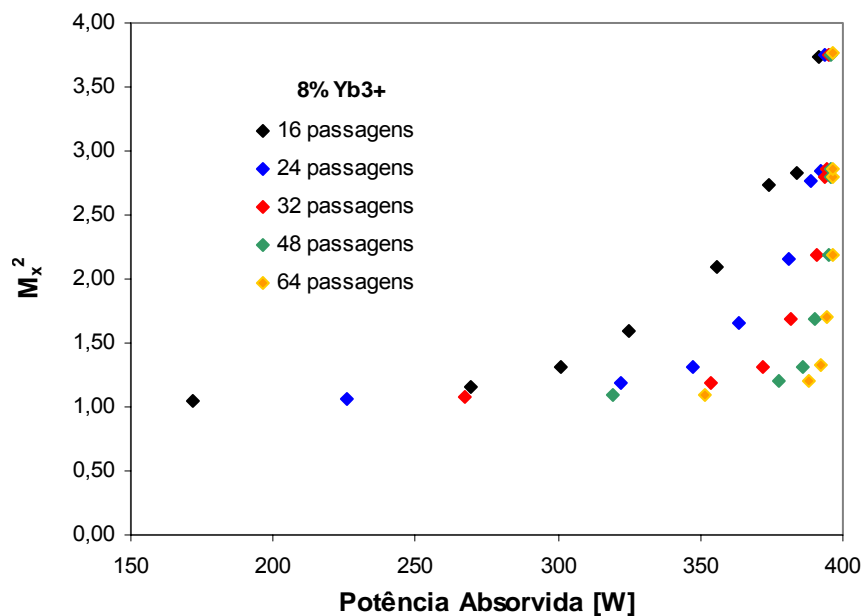
Como se pode observar, existe um valor óptimo para a espessura do meio activo que maximiza a eficiência óptica do sistema laser, para cada configuração de bombeamento utilizada. Verifica-se que esse valor óptimo de espessura do disco é inversamente



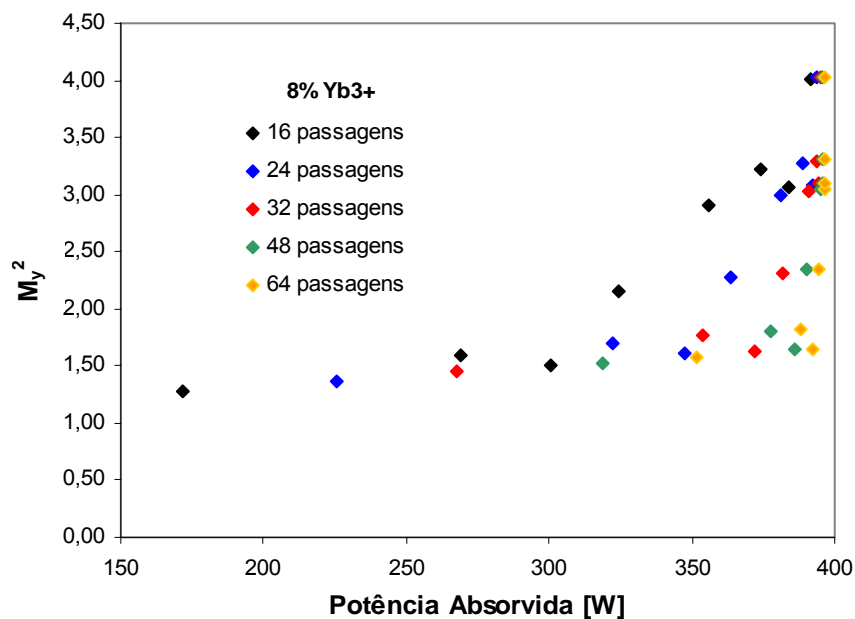
proporcional ao número de passagens fornecidas pelo sistema óptico. Constatase também que a eficiência óptica do sistema laser aumenta com o aumento do número de passagens, sendo esse aspecto mais visível quando se consideram baixas espessuras do meio activo. Dado que à medida que o número de passagens diminui, a potência de bombeamento absorvida pelo meio activo também diminui, é natural que a potência laser emitida seja igualmente menor.

Verifica-se também que a eficiência máxima atingida pelos sistemas apresentados aumenta com o aumento do número de passagens e com a redução da espessura. O aumento da potência absorvida com a simultânea redução da espessura implica um aumento da densidade de potência absorvida (o volume do meio activo utilizado para absorver a radiação de bombeamento é menor porque a área de bombeamento se mantém enquanto a espessura se reduz), resultando num aumento da radiação disponível para inversão de população. No entanto, uma densidade de potência demasiado alta, sem algum tipo de compensação, pode levar à destruição do meio activo. Com a redução da espessura do meio activo, a eficiência da refrigeração do mesmo aumenta, aumentando também o limite de densidade de potência admitido pelo meio activo, resultando assim no aumento da eficiência óptica.

Outro aspecto importante a referir é a redução do valor de espessura que maximiza a eficiência de cada configuração de bombeamento com o aumento do nível de dopagem. Veja-se por exemplo que o valor máximo de eficiência para a configuração de 16 passagens se verifica no caso do nível de dopagem ser 6%, para uma espessura do disco de 180µm. Se verificarmos a mesma situação com uma dopagem de 12%, o valor de espessura do disco que maximiza a eficiência óptica é reduzido para 120µm, correspondendo a uma redução de 60µm. Repare-se que a eficiência óptica, aumenta de 40,5% para 51,83%, indicando que a redução da espessura compensa claramente os problemas térmicos causados pelo aumento do nível de dopagem do material. É de realçar que a eficiência óptica máxima do sistema de 64 passagens é de 58,45% para um nível de dopagem de 6% e uma espessura de 80µm, aumentando para 63,14% com 12% de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$ . A espessura é neste caso de 60µm, verificando-se uma redução de apenas 20µm. Conclui-se portanto que a redução da espessura do meio activo contribui fortemente para o aumento da eficiência laser, partindo do pressuposto que é aplicado um sistema de multipassagem que garanta a eficiente absorção de radiação. Pode-se concluir também que o aumento do nível de dopagem resulta num aumento da eficiência óptica do sistema. No entanto, como se verá de seguida, a qualidade de feixe laser é afectada negativamente com o aumento do nível de dopagem.

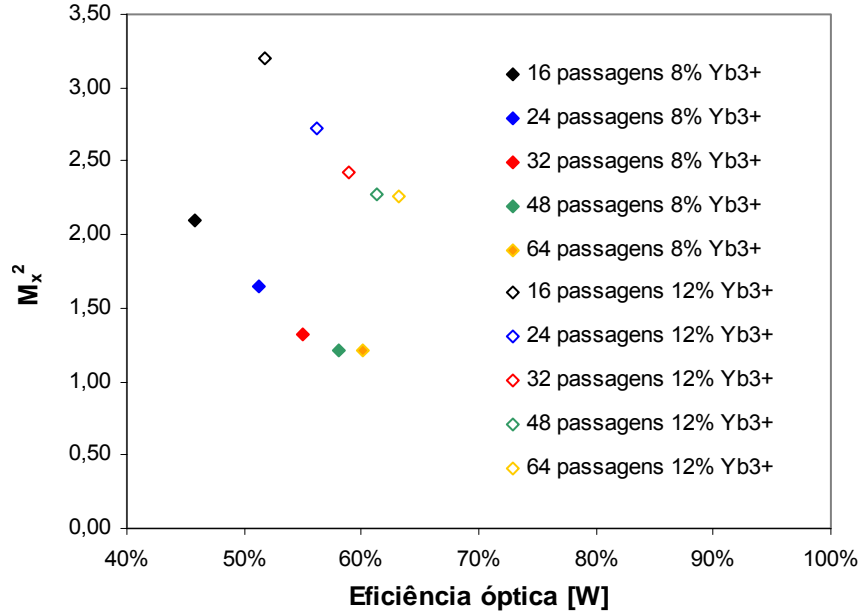


**Fig. 4.57** – Resultados de componente  $M_x^2$  do factor de qualidade de feixe laser em função da potência absorvida pelo meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% calculado em LASCAD<sup>®</sup>

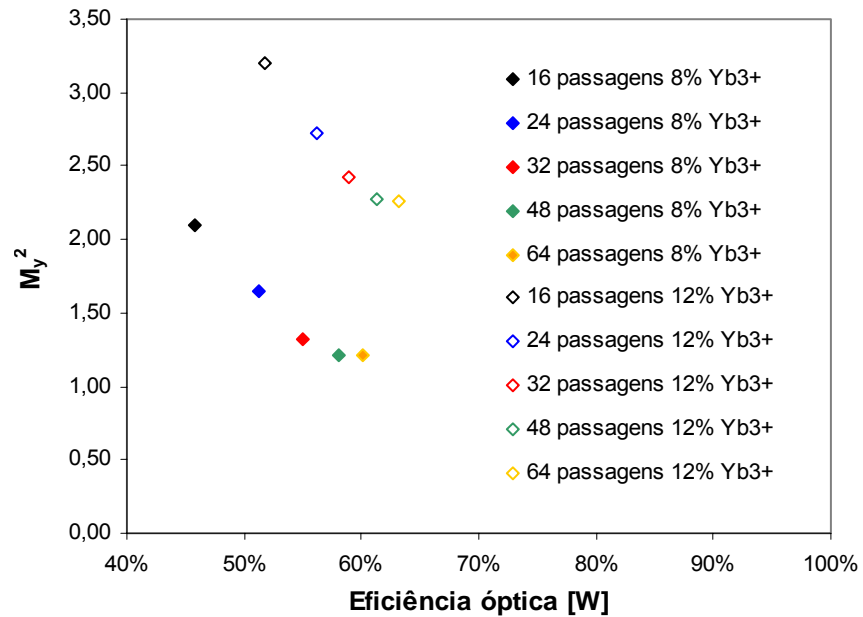


**Fig. 4.58** – Resultados de componente  $M_y^2$  do factor de qualidade de feixe laser em função da potência absorvida pelo meio activo para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% calculado em LASCAD<sup>®</sup>

As Fig. 4.57 e Fig. 4.58 mostram a variação das componentes  $M_x^2$  e  $M_y^2$  do factor de qualidade de feixe laser com a potência absorvida pelo meio activo para um nível de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8%. Observando o caso relativo à configuração de bombeamento com 16 passagens, facilmente se conclui que  $M_x^2$  e  $M_y^2$  aumentam com o aumento da potência de bombeamento absorvida pelo meio activo, o que indica que o calor gerado no meio activo deteriora a qualidade do feixe laser. O aumento de potência absorvida é efectivado pelo aumento da espessura do meio activo, não sendo este factor perceptível nas figuras. No caso da configuração com 16 passagens, é necessário o aumento da espessura do meio activo para atingir eficiências de absorção mais altas, ao contrário do sistema com a configuração de 64 passagens. Neste caso, verifica-se que a eficiência de absorção é alta, mesmo com baixas espessuras, resultando em baixos valores de  $M_x^2$  e  $M_y^2$  como se pode observar pelas figuras. No entanto, mesmo não sendo necessário para a absorção total da potência de bombeamento, pode ser utilizado um disco com maior espessura, resultando num decréscimo da qualidade de feixe (aumento de  $M_x^2$  e  $M_y^2$ ) sem aumento de eficiência óptica. Por este motivo, nas figuras podem observar-se vários valores de  $M_x^2$  e  $M_y^2$  com uma potência absorvida sensivelmente igual, especialmente no caso da configuração de 64 passagens. Para uma correcta comparação entre as configurações, deve considerar-se o valor mais baixo de  $M_x^2$  e  $M_y^2$  para a potência absorvida considerada. Assim, por exemplo, considerando uma potência absorvida de 396W, o valor de  $M_x^2$  é de 3,74 para a configuração de 16 passagens (dado que é necessário um disco com 300 $\mu\text{m}$  de espessura), sendo  $M_x^2 = 1,33$  para a configuração de 64 passagens (dado que é necessário um disco com apenas 100 $\mu\text{m}$  de espessura). No entanto, consultando os gráficos de eficiência óptica correspondentes, verifica-se que a configuração de 64 passagens, nas condições referidas (espessura do disco = 100 $\mu\text{m}$  e nível de dopagem = 8%), apresenta uma eficiência óptica de 59%, enquanto a configuração de 16 passagens nas condições referidas (espessura do disco = 300 $\mu\text{m}$  e nível de dopagem = 8%) apresenta uma eficiência óptica de 36%. As Fig. 4.59 e Fig. 4.60 ilustram respectivamente a variação dos parâmetros  $M_x^2$  e  $M_y^2$  com a eficiência óptica máxima encontrada para as diferentes configurações de multipassagem e para dois níveis de dopagem diferentes, independentemente da espessura do meio activo considerado. Pode-se constatar que o produto entre os parâmetros qualidade de feixe e eficiência óptica aumenta com o número de passagens. O esquema de bombeamento que demonstra maior eficiência óptica e maior qualidade de feixe combinadas é o esquema com 64 passagens.

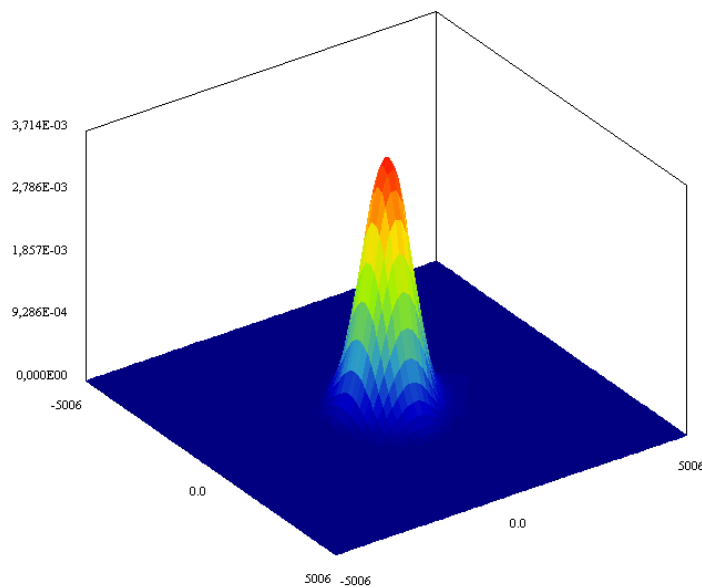


**Fig. 4.59** – Resultados de componente  $M_x^2$  do factor de qualidade de feixe laser em função da eficiência óptica para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para níveis de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% e 12% calculado em LASCAD<sup>©</sup>



**Fig. 4.60** – Resultados de componente  $M_y^2$  do factor de qualidade de feixe laser em função da eficiência óptica para 16, 24, 32, 48 e 64 passagens, considerando o comprimento de onda de bombeamento  $\lambda = 941\text{nm}$  à temperatura  $T = 300^\circ\text{K}$  para níveis de dopagem de  $\text{Yb}^{3+}$  de 8% e 12% calculado em LASCAD<sup>©</sup>

Verifica-se que a eficiência de emissão laser aumenta com o aumento do nível de dopagem. No entanto, as componentes do factor de qualidade de feixe  $M_x^2$  e  $M_y^2$  aumentam também, indicando que a qualidade do laser é afectada negativamente. Para a análise de qualidade de feixe apresentada considerou-se sempre a mesma cavidade de ressonância. No entanto, através da optimização da cavidade de ressonância para cada sistema considerado, é possível aproximar a percentagem de potência laser emitida  $TEM_{00}$  relativamente à potência laser multimodo, para todos os esquemas considerados, demonstrando o potencial do princípio do laser de disco. A Fig. 4.61 mostra o perfil energético do feixe laser a 5cm de distância do acoplador de saída, no caso de um disco com 120 $\mu$ m de espessura e dopado a 12%, bombeado numa configuração de 48 passagens. A cavidade de ressonância optimizada possui um comprimento total de 1,8m na configuração V e a curvatura dos espelhos da cavidade de ressonância é de  $R_{AS} = 100$ m (acoplador de saída) e  $R_1 = \infty$ . A cavidade foi optimizada com vista à produção de laser em modo  $TEM_{00}$ .



**Fig. 4.61** – Perfil energético do feixe laser a uma distância de 5cm do acoplador de saída calculado em LASCAD<sup>©</sup>

#### **4.7. ENSAIOS EXPERIMENTAIS DO SISTEMA LASER DE DISCO EM REGIME DE BAIXA POTÊNCIA E MODO DE OPERAÇÃO DE ONDA CONTÍNUA**

O objectivo das técnicas de modelação de sistemas laser é a redução do tempo e do investimento necessário à obtenção dos resultados experimentais pretendidos. Através da modelação dos sistemas através de softwares de simulação, é possível detectar onde se encontram os focos limitadores da performance do sistema, averiguar as várias formas de ultrapassar os obstáculos à sua evolução, simplificar e otimizar o sistema sem haver necessidade de utilizar qualquer componente real. No entanto, tal como se verificou nos subcapítulos anteriores, o grau de complexidade de implementação do sistema laser de disco e dos parâmetros de cada componente é muito elevado. Torna-se necessário averiguar se o método utilizado na modelação se pode considerar válido para a previsão de resultados experimentais. A proximidade entre os resultados obtidos através de simulação e os resultados obtidos experimentalmente para um dos sistemas, determina a validação do método utilizado para todos os sistemas modelados. De acordo com o que foi referido, pretende-se neste subcapítulo validar o método de modelação adoptado pelo autor desta dissertação através da implementação experimental de um sistema laser de disco de baixa potência e posterior comparação de resultados experimentais com os resultados obtidos por simulação.

Os primeiros ensaios experimentais com lasers de disco foram executados no IFSW da Universidade de Stuttgart durante um estágio de 3 meses efectuado nessa instituição. Os trabalhos iniciaram-se com a caracterização de cinco discos de Yb:YAG relativamente ao seu raio de curvatura, detecção de defeitos ao longo da espessura do disco e averiguação sobre a qualidade dos revestimentos de alta-reflexão e anti-reflexão. É importante referir que todos os discos existentes no IFSW são catalogados e caracterizados para que, caso se verifique a sua destruição no processo de bombeamento, seja possível averiguar as causas através das imagens previamente obtidas. Neste caso, os discos utilizados têm as numerações L1037, L1038, L1039, L1040 e L1041 e apresentam-se na Quadro 4.1 suas características.

Referência	Dopagem de Yb <sup>3+</sup> (%)	Diâmetro (mm)	Espessura (μm)	Fornecedor dos revestimentos
L1037	7	12	215	FEE
L1038	7	12	215	FEE
L1039	8	10	180	CRYTUR
L1040	8	10	180	CRYTUR
L1041	8	10	180	CRYTUR

**Quadro 4.1** – Características dos discos utilizados nos ensaios de baixa potência



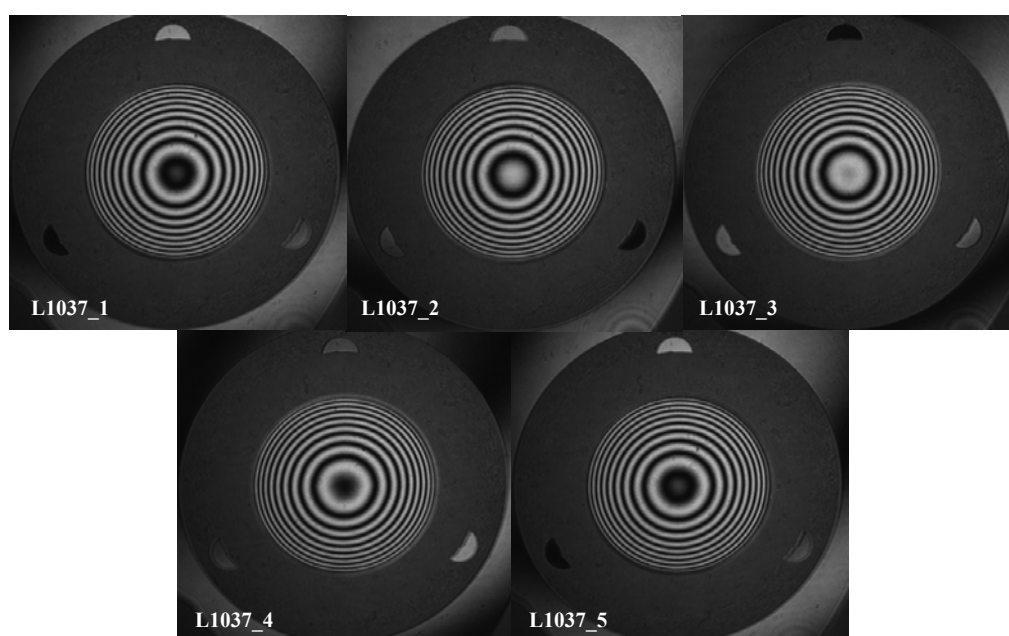
**Fig. 4.62** – Fotografia dos discos L1038 e L1039

As análises referidas tiveram como objectivo aferir a qualidade de fornecimento dos discos e a qualidade de aplicação dos revestimentos, uma vez que não são produzidos pelo mesmo fornecedor. Após a caracterização dos discos em estudo, o disco que apresentava melhores características foi seleccionado e passou para o processo de soldadura ao dissipador de calor. Foi efectuada a montagem completa e alinhamento de componentes de um sistema de laser de disco numa configuração de 24 passagens, onde se aplicou o disco seleccionado previamente. Finalmente efectuaram-se ensaios de emissão laser e eficiência. Descrevem-se em seguida os procedimentos e ensaios experimentais efectuados.

#### 4.7.2. MEDIÇÃO DO RAIÃO DE CURVATURA DOS DISCOS

Embora em geral se pense que os discos usados nos laser de disco são planos, eles apresentam um raio de curvatura mensurável por interferometria. A medição do raio de curvatura do disco que se pretende utilizar como meio activo é fulcral para se poder parametrizar eficientemente, correctamente e com um elevado grau de estabilidade a cavidade de ressonância. Como se sabe, a face traseira do disco é considerada parte da cavidade de ressonância como sendo um

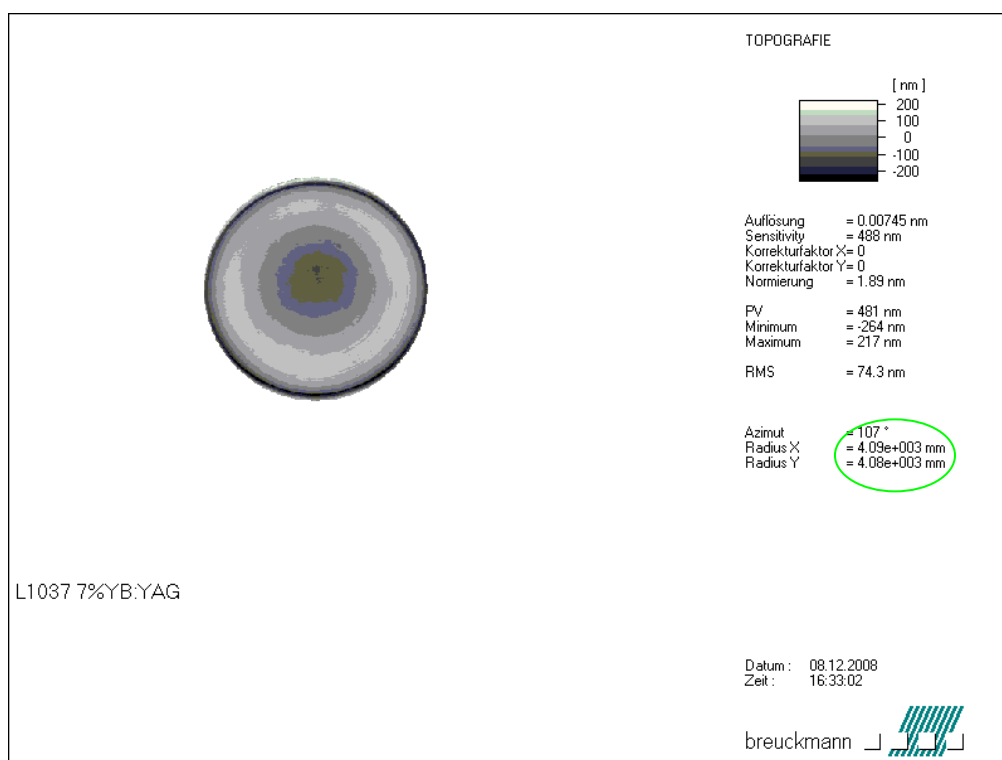
reflector. De igual forma, também a face frontal do disco tem influência na estabilidade da cavidade de ressonância. Na parametrização da cavidade de ressonância de um laser de disco é imprescindível quantificar a influência da curvatura do disco na sua estabilidade. O processo de medição do raio de curvatura de cada disco envolveu a utilização de um interferômetro e de um interface gráfico desenvolvido pelo IFSW em LABVIEW<sup>®</sup>. O procedimento consiste na colocação do disco num posicionador de 5 eixos e ajustar a sua posição relativamente ao interferómetro de forma a que se verifique e seja possível fotografar as franjas de interferência em intervalos de 300ms com alteração de fase. Pode-se observar como exemplo as fotografias do disco L1037 com as franjas de interferência na Fig. 4.63.



**Fig. 4.63** – Fotografias das franjas de interferência para medição do raio de curvatura do disco L1037

As imagens obtidas pela câmara, posicionada a uma distância fixa dos discos permitem, através da distância entre as franjas, calcular o correspondente raio de curvatura da superfície. Apresenta-se em seguida o resultado de medição do raio de curvatura para o disco L1037.





**Fig. 4.64** – Resultado de medição de raio de curvatura do disco L1037

Pode-se verificar na zona assinalada a verde na Fig. 4.64 o valor do raio de curvatura nos dois eixos  $X$  e  $Y$ . O Quadro 4.2 apresenta os valores dos raios de curvatura medidos para cada disco analisado. O procedimento foi igual para todos os discos.

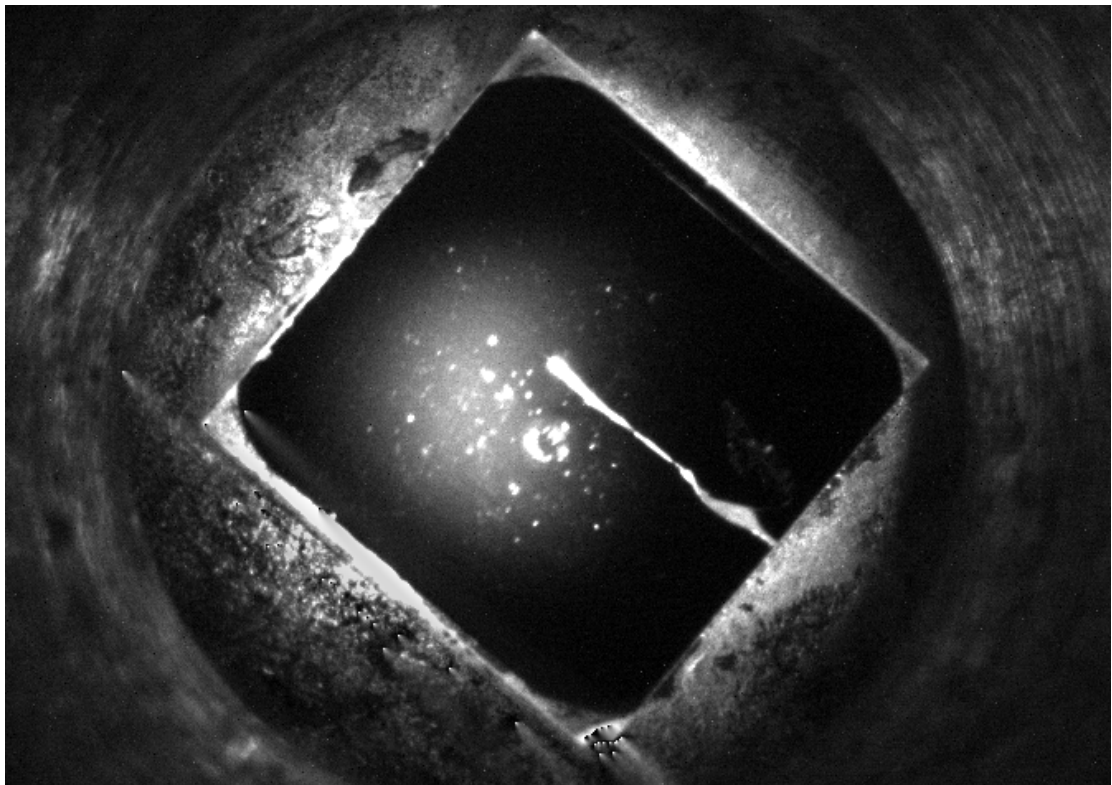
Referência do disco	Raio de curvatura segundo $X$	Raio de curvatura segundo $Y$
L1037	4,09	4,08
L1038	4,13	4,0
L1039	3,04	2,92
L1040	3,16	3,16
L1041	3,19	3,0

**Quadro 4.2** – Raios de curvatura dos discos medidos por interferência

É perceptível a diferença entre os dois fabricantes, dado que os raios de curvatura para os discos L1037 e L1038 assumem um valor perto de 4 metros e os restantes discos assumem um valor perto de 3 metros.

#### 4.7.3. ANÁLISE MICROSCÓPICA DOS DISCOS E DAS RESPECTIVAS CAMADAS DE REVESTIMENTO AR E HR

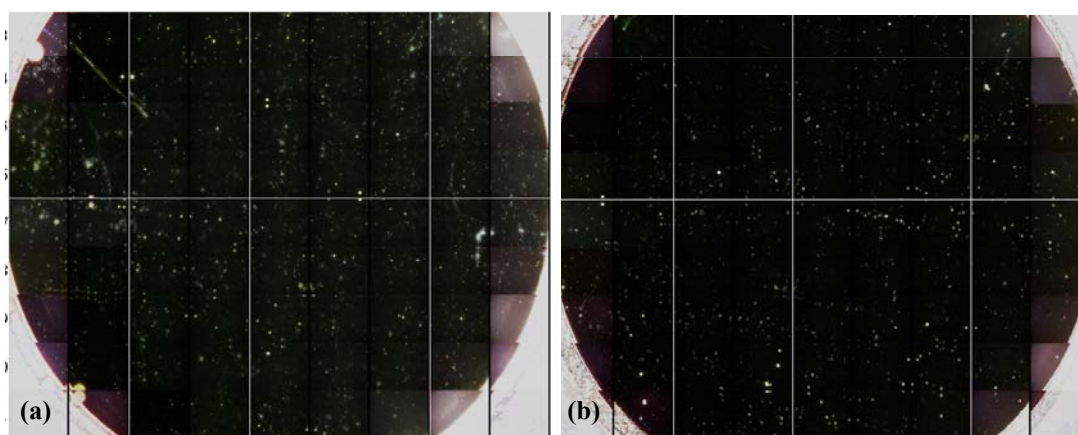
A qualidade dos revestimentos de anti-reflexão (face frontal do disco) e alta-reflexão (face traseira do disco) é essencial. A elevada densidade de potência a que o disco está exposto no processo de bombeamento devido ao elevado número de passagens, juntamente com o processo de ressonância da cavidade laser, pode resultar na fractura do disco caso exista algum defeito das camadas de revestimento. A Fig. 4.65 mostra um disco que se destruiu durante um ensaio de emissão laser devido a defeitos na camada de alta-reflexão.



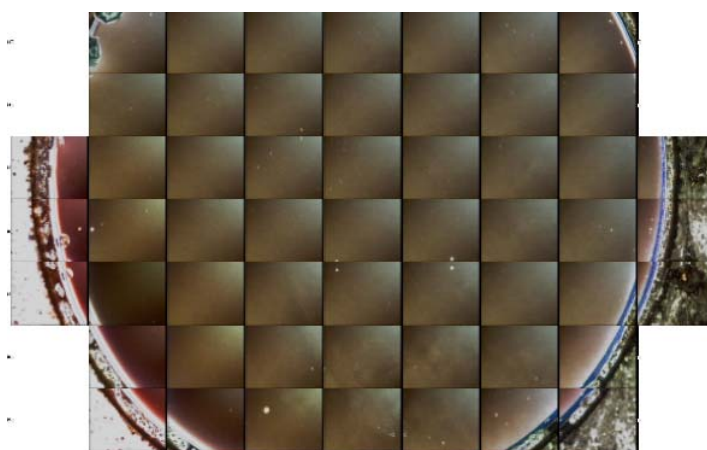
**Fig. 4.65** – Fotografia de um disco destruído devido à existência de defeitos na camada de revestimento de alta-reflexão

Se a eventual fractura ocorrer durante o funcionamento do laser numa gama alta de potências, poderá mesmo resultar na danificação de outros componentes ópticos do sistema de multipassagem, fonte de bombeamento ou cavidade de ressonância. Um mau polimento das superfícies do disco ou revestimentos bem como a existência de riscos ou imperfeições pode também originar perdas de eficiência, perda de estabilidade da cavidade e dificuldade no alinhamento. Consequentemente, é fundamental aferir sobre a qualidade de acabamento dos revestimentos aplicados no disco. O procedimento utilizado para verificação da qualidade dos

revestimentos aplicados nos discos consiste na utilização de um microscópio Olympus BH2 com um posicionador de 3 eixos (controlo remoto) automático, e de uma máquina fotográfica controlada também remotamente. O disco é colocado no posicionador e, através de um software desenvolvido pelo IFSW em LABVIEW<sup>®</sup>, efectua-se inicialmente uma calibração de focagem do microscópio, definindo vários pontos de referência em diferentes profundidades, entre os quais, a superfície frontal (revestimento de anti-reflexão) e a superfície traseira (revestimento de alta reflexão). Após a calibração, é efectuado o varrimento das superfícies frontal e traseira do disco em passos definidos pelo utilizador, que dependem do diâmetro do disco. As técnicas de análise utilizadas são a microscopia de campo escuro<sup>74</sup> (Dark Field) e a microscopia de Nomarski<sup>75</sup>.



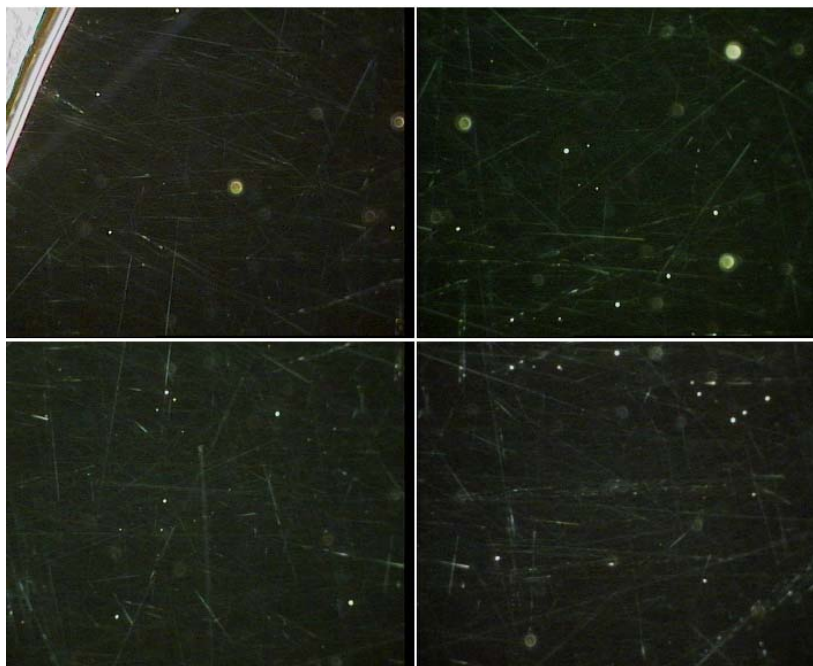
**Fig. 4.66** – Análise microscópica das superfícies (a) traseira com revestimento de alta-reflexão e (b) frontal com revestimento de anti-reflexão do disco L1037 através de microscopia de campo escuro



**Fig. 4.67** – Análise microscópica da superfície de revestimento de alta reflexão do disco L1037 através de microscopia de Nomarski

Pode observar-se por exemplo na Fig. 4.66 as fotos obtidas por varrimento microscópico das superfícies traseira e frontal ao disco L1037 por microscopia de campo escuro. A Fig. 4.67

mostra a superfície do revestimento de alta reflexão do mesmo disco, obtida por microscopia de Nomarski. Cada imagem é cuidadosamente analisada de forma a detectar possíveis defeitos ou riscos, distinguindo-os de impurezas associadas ao processo de limpeza das superfícies.



**Fig. 4.68** – Análise microscópica da superfície frontal com revestimento de anti-reflexão do disco L1041 com detecção de superfície danificada através de microscopia de campo escuro

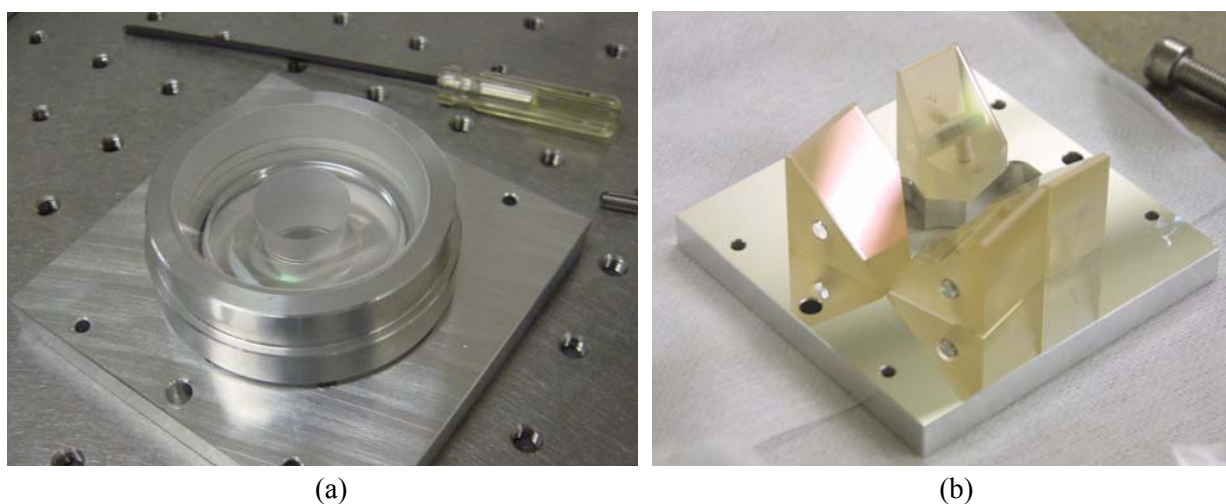


**Fig. 4.69** – Análise microscópica do revestimento de alta-reflexão do disco L1040 aplicado na face traseira com detecção de defeitos (a verde) através de microscopia de Nomarski

O mesmo procedimento foi adoptado para a análise de todos os discos. Verificaram-se vários defeitos em todos os discos analisados com diferentes graus de gravidade. São considerados mais graves os defeitos com proeminência na zona central do disco, dado que é a zona a ser bombeada, e como tal, mais susceptível de sofrer danos. Verifique-se por exemplo a Fig. 4.68, onde se detecta uma enorme quantidade de riscos multidireccionais no disco L1041, indicando que a causa poderá estar no deficiente processo de polimento do disco antes da aplicação do revestimento de anti-reflexão. Foram igualmente detectadas deficiências na qualidade do revestimento de alta-reflexão no disco L1040, ilustradas a verde na Fig. 4.69. Dado que os defeitos se encontram na zona central, considerou-se que ambos os discos não possuem a qualidade mínima necessária para serem utilizados num laser de disco. Seleccionou-se o disco L1038, por ser o que apresenta melhor qualidade de polimento, aplicação de revestimentos e ausência de defeitos na zona central, onde é efectuado o bombeamento.

#### 4.7.4. MONTAGEM E ALINHAMENTO DE COMPONENTES ÓPTICOS

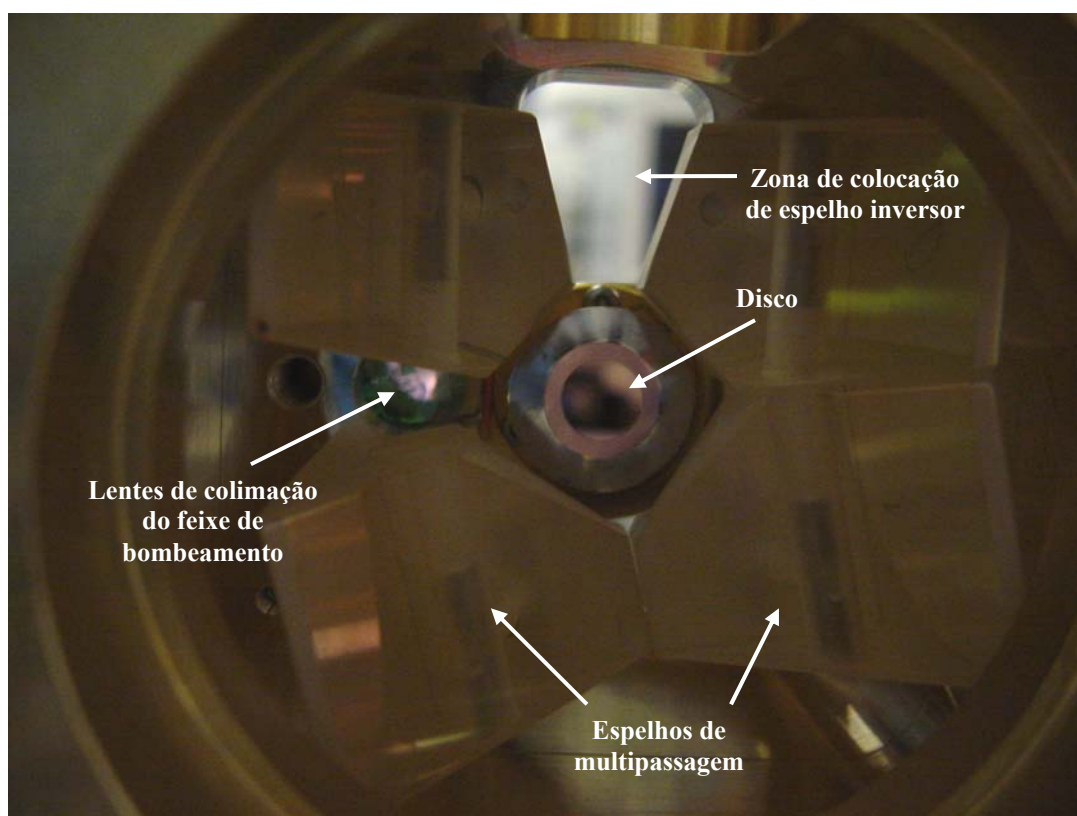
Dada a complexidade do sistema de multipassagem, é imperativo obter um alinhamento perfeito entre todos os componentes sob pena de não se verificar a sobreposição dos focos de bombeamento em cada passagem. O alinhamento entre o espelho parabólico e os espelhos de multipassagem é garantido mecanicamente (sem ajuste) pelo corpo da cabeça laser. A posição  $x$ - $y$ - $z$  do disco, bem como a perpendicularidade entre a sua superfície e o eixo do disco parabólico têm que ser ajustados. O ângulo entre os quatro espelhos de multipassagem tem igualmente que ser ajustado. A Fig. 4.70 (a) e (b) mostra respectivamente o espelho parabólico fixado no corpo da cabeça laser e a posição dos espelhos após o alinhamento.



**Fig. 4.70** – Fotografia (a) do espelho parabólico e (b) dos espelhos de multipassagem



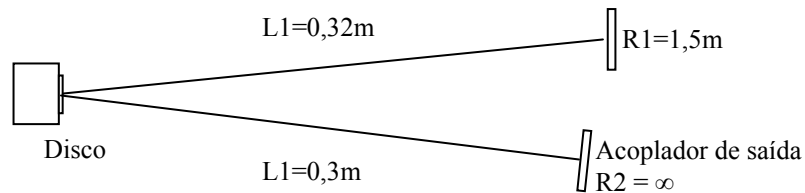
Finalmente, o sistema de colimação do feixe de bombeamento é ajustado de forma a que o feixe seja efectivamente colimado e perpendicular à superfície do disco. O alinhamento dos espelhos de multipassagem é efectuado em separado através de um interferómetro. O alinhamento dos restantes componentes é efectuado inicialmente através da utilização de um laser de He-Ne e o ajuste final é conseguido pela entrada em funcionamento do sistema de bombeamento com uma potência muito baixa, de forma a se poder observar, através de uma câmara de infravermelhos, os focos de cada passagem no disco. A Fig. 4.71 mostra o interior da cavidade de bombeamento laser numa configuração de 24 passagens. O ângulo correspondente entre os espelhos de multipassagem é de  $15^\circ$ . A fonte de bombeamento utilizada é um laser díodos acoplado a fibra óptica da Jenoptik com a referência JOLD-75-CPXF-2P W, cujas especificações técnicas se encontram no anexo 2. O comprimento de onda emitido é 940nm para uma temperatura média de  $25^\circ\text{C}$ . A potência máxima do laser é 75W em modo de onda contínua. A fibra óptica utilizada possui 600 $\mu\text{m}$  de diâmetro e uma abertura numérica de  $\text{NA} = 0,22$ , correspondendo a uma divergência de  $12,7^\circ$ .



**Fig. 4.71** – Fotografia do interior de um sistema laser de disco

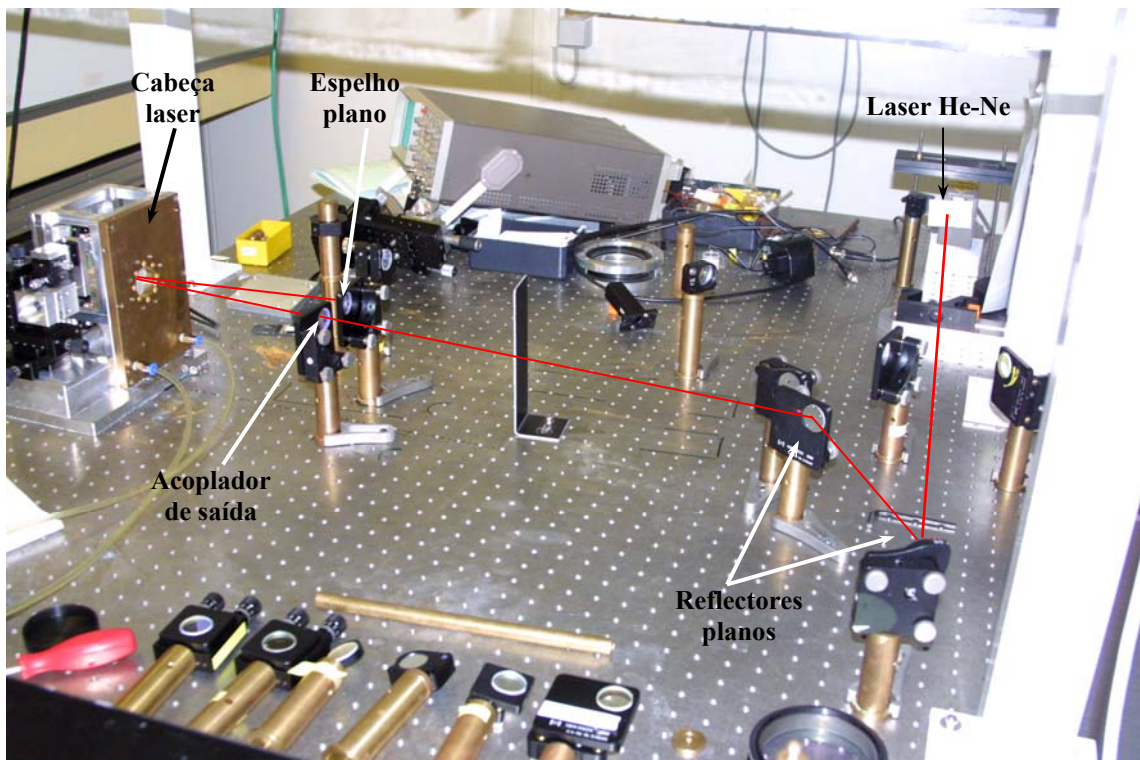
#### 4.7.5. CAVIDADE DE RESSONÂNCIA E ALINHAMENTO

A cavidade de ressonância foi definida com o tipo V (*V-Shape*) pela dupla absorção em cada percurso completo do feixe na cavidade. A distância de referência entre cada espelho e o disco foi de 30cm. O ângulo aproximado de incidência do feixe no disco relativamente ao seu eixo de simetria foi de 5°. O esquema da cavidade de ressonância encontra-se ilustrado na Fig. 4.72.



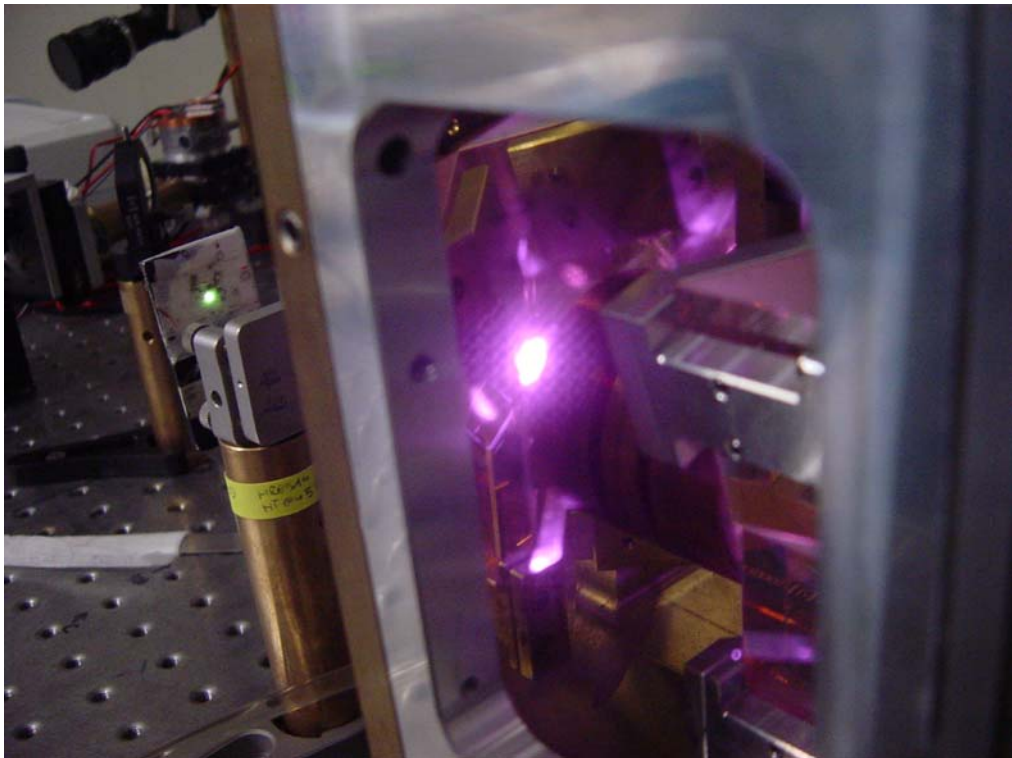
**Fig. 4.72** – Esquema da cavidade de ressonância

O procedimento de alinhamento da cavidade de ressonância é ilustrado na Fig. 4.73. Utilizou-se um laser de He-Ne cujo percurso se encontra representado com a linha a vermelho. O processo de alinhamento do espelho e acoplador de saída considerou-se finalizado quando o feixe reflectido coincidiu com o feixe incidente, emitido pelo laser de He-Ne.



**Fig. 4.73** – Alinhamento da cavidade de ressonância com um laser de He-Ne

Testaram-se várias configurações da cavidade de ressonância previamente simuladas nos softwares WINLASE<sup>®</sup> e LASCAD<sup>®</sup> usando reflectores com diferentes raios de curvatura e reflectividades. Dado que o comprimento de onda de emissão laser se situa na zona do infravermelho ( $1,03\mu\text{m}$ ), é colocado um visualizador de feixe laser atrás do acoplador de saída, que permite efectuar o alinhamento inicial da cavidade de ressonância (alinhamento pouco preciso). Após a observação do feixe incidente no visualizador (mancha verde na Fig. 4.74), a fonte de bombeamento é desligada e o visualizador é substituído pelo medidor de potência laser. O alinhamento final da cavidade de ressonância é efectuado através de pequenos ajustes de rotação dos espelhos da cavidade com o laser em funcionamento numa potência 10% acima do limiar de emissão laser. O processo de alinhamento foi repetido até se obterem resultados optimizados e estáveis com o aumento de potência.



**Fig. 4.74** – Fotografia da cavidade de bombeamento durante o processo de emissão laser



#### 4.7.6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Apresenta-se na Fig. 4.75 a comparação entre os resultados obtidos experimentalmente e previstos pelas simulações para a emissão laser, utilizando o disco L1038. A potência laser máxima emitida foi de 29,62W para uma corrente de 55A aplicada ao laser díodos acoplado a fibra óptica, correspondendo a uma potência de bombeamento de 74,86W. A eficiência óptica medida é 39,6% e a eficiência de declive é 55,37%.

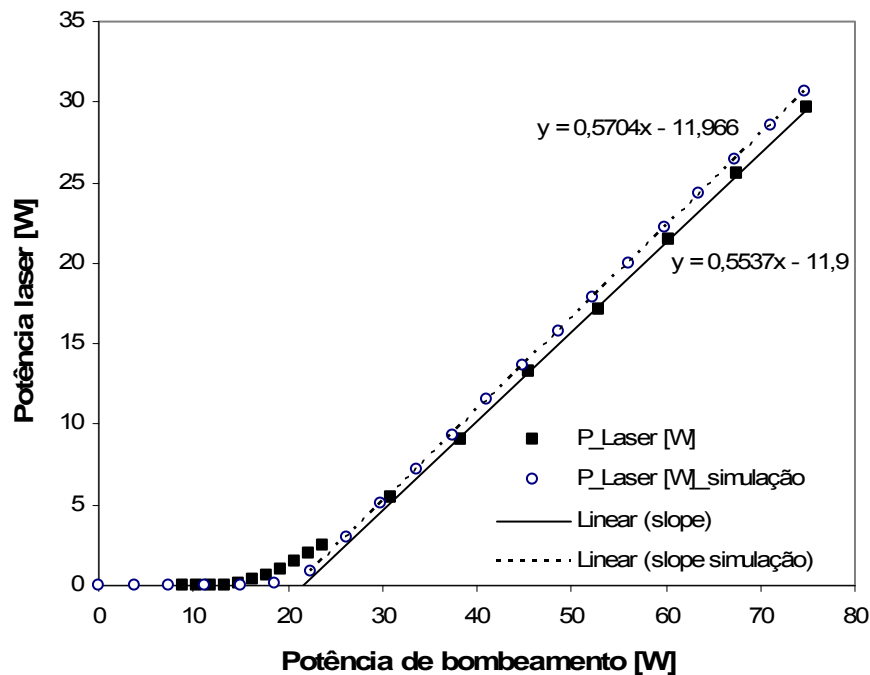


Fig. 4.75 – Esquema da cavidade de ressonância

Verifica-se que a curva obtida experimentalmente é bastante próxima da obtida através do método de modelação desenvolvido pelo autor da dissertação. Os resultados obtidos experimentalmente são cerca de 3% inferiores aos obtidos através de simulação, indicando que o processo de bombeamento e alinhamento foram correctamente efectuados. A eficiência de declive (*slope efficiency*) é a eficiência de emissão laser relativamente ao limiar de emissão laser. Verifica-se que a diferença de eficiências de declive é de apenas 1,5% entre a recta experimental e a calculada por simulação. Desta forma, dado que o método de modelação pode ser aplicado de igual forma em todos os sistemas de laser de disco, pode-se considerar que o procedimento de simulação utilizado ao longo dos trabalhos descritos na presente dissertação é válido e fornece resultados precisos.

# *Capítulo 5*

## **5. BOMBEAMENTO DE LASERS DE DISCO EM REGIME DE ALTAS POTÊNCIAS**

Este capítulo é dedicado ao estudo do laser de disco no regime de potências do nível Kilowatt. Teoricamente, o aumento da potência laser no caso dos lasers de disco é um processo relativamente simples. É possível aumentar a potência de bombeamento sem aumentar a densidade de potência absorvida pelo meio activo. Para isso é necessário aumentar a área bombeada. Desta forma, a dimensão dos efeitos térmicos e estruturais causados pela potência de bombeamento é mantida. No entanto, existem alguns aspectos de carácter experimental que dificultam a evolução dos sistemas laser para o regime de altas potências, mantendo as características de eficiência, qualidade de feixe e estabilidade apresentadas em potências mais baixas.

Um dos factores mais críticos está relacionado com a manutenção do perfil homogéneo da potência absorvida pelo meio activo. Em potências até 400W, utiliza-se tipicamente um laser díodos acoplado a fibra óptica, garantindo a homogeneidade de perfil de bombeamento e densidade de potência de bombeamento. Este facto justifica-se pela facilidade de acoplamento da radiação numa fibra óptica de baixo diâmetro (600 $\mu$ m). Infelizmente, o aumento da potência de bombeamento implica o uso de módulos de laser díodos, o que impossibilita o acoplamento a uma única fibra óptica de baixo diâmetro. Tipicamente, a radiação de bombeamento proveniente de um módulo de laser díodos é focada para uma guia de onda de secção circular através de lentes dieléctricas, sendo o eixo rápido e o eixo lento focados em separado dada a diferença de divergência típica entre eles. A guia de onda, por sua vez, transmite a radiação através da lei de reflexão interna total e simultaneamente efectua a homogeneização do perfil de potência. O perfil de radiação de bombeamento na face de saída da guia de onda é supostamente homogéneo. Demonstra-se neste capítulo que a homogeneidade do perfil de radiação à saída da guia de onda depende de factores como o seu diâmetro e comprimento e que não é efectivamente homogéneo. Demonstra-se também que a

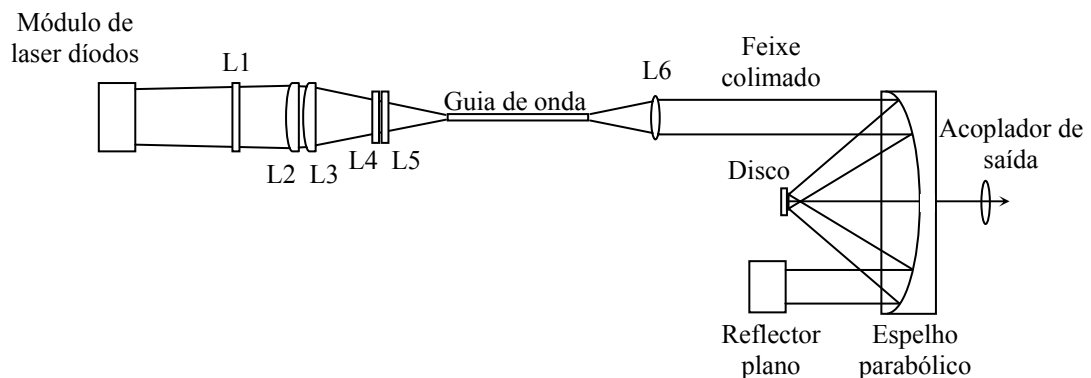
densidade de potência é significativamente reduzida pelo uso de uma guia de onda de secção circular, dado que a imagem projectada na sua face de entrada possui secção rectangular.

Propõem-se soluções para superar tanto a falta de homogeneidade como a redução da densidade de potência, baseadas em técnicas de modelagem do feixe de bombeamento usando guias de onda de secções octogonais e fibras ópticas. Apresentam-se resultados comparativos entre os sistemas tradicionais e os sistemas propostos, revelando melhorias significativas tanto na homogeneidade do bombeamento como na densidade de potência, que se concretizam na obtenção de melhores resultados de emissão laser em regime de altas potências.

Apresentam-se os resultados práticos de incorporação de um dos sistemas de reconfiguração de radiação de bombeamento propostos num laser de alta potência ainda em desenvolvimento cujo objectivo é atingir 1kW de potência laser em modo de onda contínua e com qualidade de feixe TEM<sub>00</sub>. O desenvolvimento do sistema de reconfiguração, a sua concepção, produção, testes e pré-montagem foram efectuados no laboratório de optoelectrónica da FCT/UNL e no ISQ. A montagem e a obtenção de resultados tiveram lugar no IFSW através de um primeiro estágio de 3 meses no ano de 2008 e um segundo estágio de 1 mês em 2009.

## 5.1. FONTES DE BOMBEAMENTO PARA LASERS DE DISCO EM REGIME DE KILOWATT

Ao longo dos últimos 20 anos os módulos de laser díodos têm sido alvo de grandes desenvolvimentos, permitindo a transição das aplicações meramente científicas para os ambientes industriais. Essa evolução culminou na redução do preço por watt destes componentes em cerca de 80 vezes. Actualmente, para sistemas disponíveis comercialmente, a potência emitida por uma barra de laser díodos pode chegar aos 120W em modo de onda contínua e juntando várias barras, a potência de um módulo de laser díodos pode atingir vários quilowatts. No entanto, para o bombeamento de lasers de estado sólido, a qualidade de feixe destes sistemas é relativamente baixa devido à combinação entre a dimensão do módulo de laser díodos e a sua divergência<sup>76</sup>. Tipicamente, a divergência da radiação emitida por um módulo de laser díodos é de 40° para o eixo rápido (perpendicular à direcção da barra de laser díodos) e de 8° para o eixo lento. Através do uso de microlentes, a divergência do eixo rápido pode ser reduzida para menos de 0,5°. Vários autores publicaram já diferentes técnicas de reconfiguração e posterior focagem da radiação proveniente de módulos de laser díodos<sup>77-80</sup>. Tradicionalmente, no caso dos lasers de disco em regime de alta potência, a radiação proveniente de um módulo de laser díodos é focada para uma guia de onda de sílica fundida de secção circular. Através das leis de refacção e reflexão interna total nas paredes internas da guia de onda, a radiação é homogeneizada e transmitida para a sua face de saída. A imagem do perfil de radiação à saída da guia de onda é depois projectada no meio activo pela aplicação de um sistema de colimação e de um espelho parabólico. A Fig. 5.1 ilustra esquematicamente um sistema de laser de disco bombeado por um módulo de laser díodos de alta potência.



**Fig. 5.1** – Esquema de bombeamento de um laser de disco bombeado por um módulo de laser díodos

O diâmetro mínimo da imagem projectada no disco é definido pela combinação entre o diâmetro da guia de onda e a razão entre as aberturas numéricas da guia de onda e do sistema óptico de multipassagem. Assim, de forma a maximizar a densidade de potência no disco, é necessária a minimização do produto do diâmetro da guia de onda pela sua abertura numérica. Contudo, este produto mínimo é definido pelas características do módulo de laser díodos, nomeadamente a sua dimensão e a maior das divergências entre os dois eixos (rápido e lento). Tendo em conta que os sistemas propostos de reconfiguração e homogeneização do perfil de bombeamento têm por objectivo a sua aplicação num novo laser de disco para obtenção de 1kW TEM<sub>00</sub> em modo de operação de onda contínua, a modelação e parametrização dos componentes envolvidos baseia-se nos componentes reais disponibilizados pelo IFSW em Stuttgart. Assim, as especificações do módulo de laser díodos utilizado são as seguintes:

▪ Potência emitida	-	2.7kW
▪ Comprimento de onda	-	940nm
▪ Número de emissores	-	47 × 25 emissores
▪ Distância entre cada barra	-	0,217mm
▪ Distância entre cada emissor	-	1,75mm
▪ Colimação	-	Microlentes no eixo rápido
▪ Divergência do eixo rápido	-	< 0,5°
▪ Divergência do eixo lento	-	7° (FWHM)
▪ Refrigeração	-	Água a 25°C

A área de emissão da fonte radiante é de 43,75mm × 10,2mm. Para a focagem da radiação proveniente do laser díodos, são usadas 5 lentes cilíndricas. Consultando a Fig. 5.1 observa-se que as lentes L1, L4 e L5 são utilizadas para a focagem do eixo lento, enquanto as lentes L2 e L3 focam o eixo rápido do laser díodos de forma a se obter uma imagem cuja abertura numérica seja inferior ou igual a 0,19 (11°) em ambos os eixos. A radiação emergente da guia de onda, após a sua homogeneização, terá assim uma divergência igual ou inferior a 11° com simetria rotacional, podendo depois ser colimada e posteriormente inserida no sistema de multipassagem. O sistema de focagem não se encontrava ainda definido, pelo que foi alvo de estudo nesta tese e foi posteriormente adquirido pelo IFSW. Como meio de compensação, foi doado pelo IFSW à FCT/UNL um módulo de laser díodos com 1kW de potência.

## 5.2. MODELAÇÃO DA FONTE RADIANTE E SISTEMA DE FOCAGEM

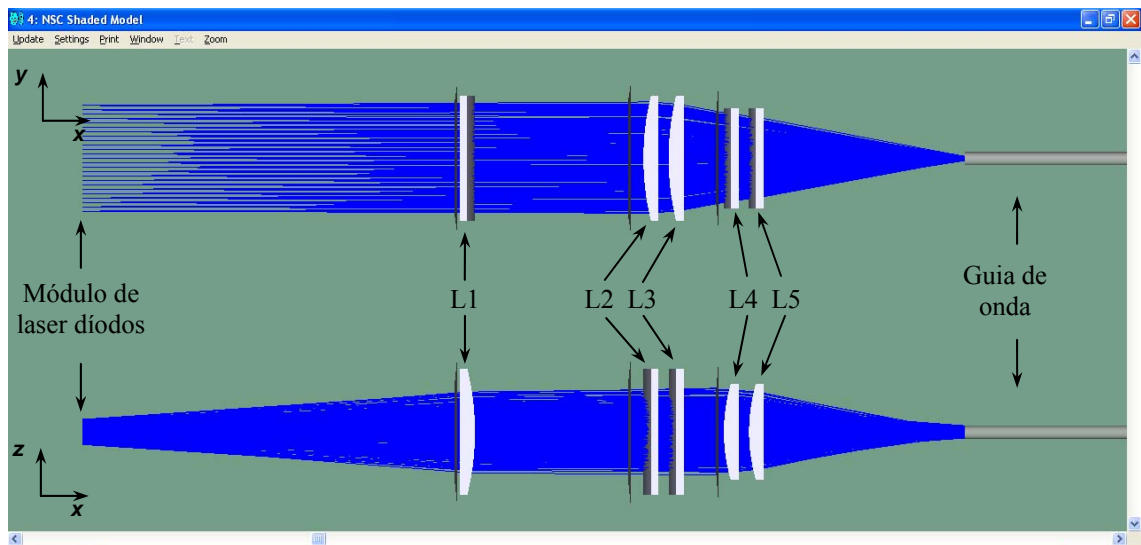
Para a modelação da fonte de bombeamento no ZEMAX<sup>®</sup> foi seleccionada a fonte radiante “*Source Diode*” com uma potência de 2700W e um comprimento de onda de 940nm. As divergências dos eixos lento e rápido são definidas respectivamente pelas variáveis “*X-Divergence*” e “*Y-Divergence*”. As constantes supergaussianas dos respectivos eixos são definidas pelas variáveis “*X-Supergauss*” e “*Y-Supergauss*”. O número de emissores em cada eixo é definido pelas variáveis “*Number X*” e “*Number Y*” e a distância entre os emissores em cada eixo é definida pelas variáveis “*Delta X*” e “*Delta Y*”. As variáveis referidas são parametrizadas em ZEMAX<sup>®</sup> com os valores correspondentes, segundo especificações técnicas do fabricante do laser díodos, e que se apresentam em seguida. *X-Divergence* = 4,5; *Y-Divergence* = 0,25; *X-Supergauss* = 3; *Y-Supergauss* = 1; *Number X* = 47; *Number Y* = 25; *Delta X* = 0,217; *Delta Y* = 1,75.

A focagem da radiação proveniente do laser díodos é efectuada segundo o eixo lento e eixo rápido em separado, dado que as respectivas divergências não são iguais. Caso contrário, os respectivos focos não se encontrariam na mesma posição, como é desejado para que a radiação possa ser eficientemente colectada pela guia de onda. Assim, foram testadas inúmeras combinações de lentes cilíndricas de forma a focar ambos os eixos de propagação na mesma distância relativamente ao laser díodos e garantindo um ângulo de focagem idêntico. Dado que as lentes cilíndricas a utilizar não são standard, alguns aspectos tiveram que ser levados em conta antes da ordem de fabricação. Aspectos como a eficiência óptica, custo de fabricação (a fabricação de vários componentes ópticos semelhantes reflecte-se na redução do custo por componente), a abertura numérica no foco e a facilidade de montagem foram valorizados. A modelação em ZEMAX<sup>®</sup> de lentes cilíndricas é conseguida através do objecto “*Toroidal Lens*”. O material seleccionado é “*F\_Silica*”. As dimensões de cada lente são definidas pelas variáveis “*Radial Height*” e “*X Half-Width*”. A espessura é definida pela variável “*Thick*” e os raios de curvatura que definem a distância focal são definidos pelas variáveis “*Radius1*” e “*Radius2*”. Dado que se trata de lentes cilíndricas, todas as variáveis não referidas são consideradas nulas. Apresentam-se no Quadro 5.1 os parâmetros obtidos para cada lente após a optimização.

	Radial Height (mm)	X Half-Width (mm)	Thick (mm)	Radius1 (mm)	Radius2 (mm)	Distância Focal (mm)
L1	25	25	6	0	105	229
L2	25	25	6	0	105	229
L3	25	25	6	0	105	229
L4	19	20	6	68	0	148
L5	19	20	6	68	0	148

**Quadro 5.1** – Parâmetros seleccionados para as lentes de focagem da radiação de bombeamento

Pode-se verificar que, apesar de as lentes L1, L2 e L3 não pertencerem ao mesmo eixo de focagem, todas elas são semelhantes. As lentes L4 e L5 são também semelhantes. Desta forma, verifica-se uma redução no custo de produção de cada lente e possibilita ao sistema efectuar algumas alterações caso seja necessário. Todas as lentes possuem revestimento de anti-reflexão para o comprimento de onda de bombeamento. Pode-se observar na Fig. 5.2 que as lentes L1, L4 e L5 são usadas para efectuar a focagem do eixo lento e as lentes L2 e L3 focam o eixo rápido para a entrada da guia de onda.



**Fig. 5.2** – Sistema de focagem da radiação proveniente de um módulo de laser díodos para a guia de onda de secção circular

É também visível que a focagem do eixo rápido é mais eficaz do que a focagem do eixo lento, devendo-se ao facto de a divergência do laser díodos ser inicialmente inferior para o eixo rápido. Como se verá mais adiante, este é um aspecto muito significativo no que respeita à redução da densidade de potência incidente e absorvida pelo disco. Pela aplicação do sistema de focagem descrito, obtém-se uma imagem da fonte radiante com cerca de  $4,8\text{mm} \times 1\text{mm}$  a

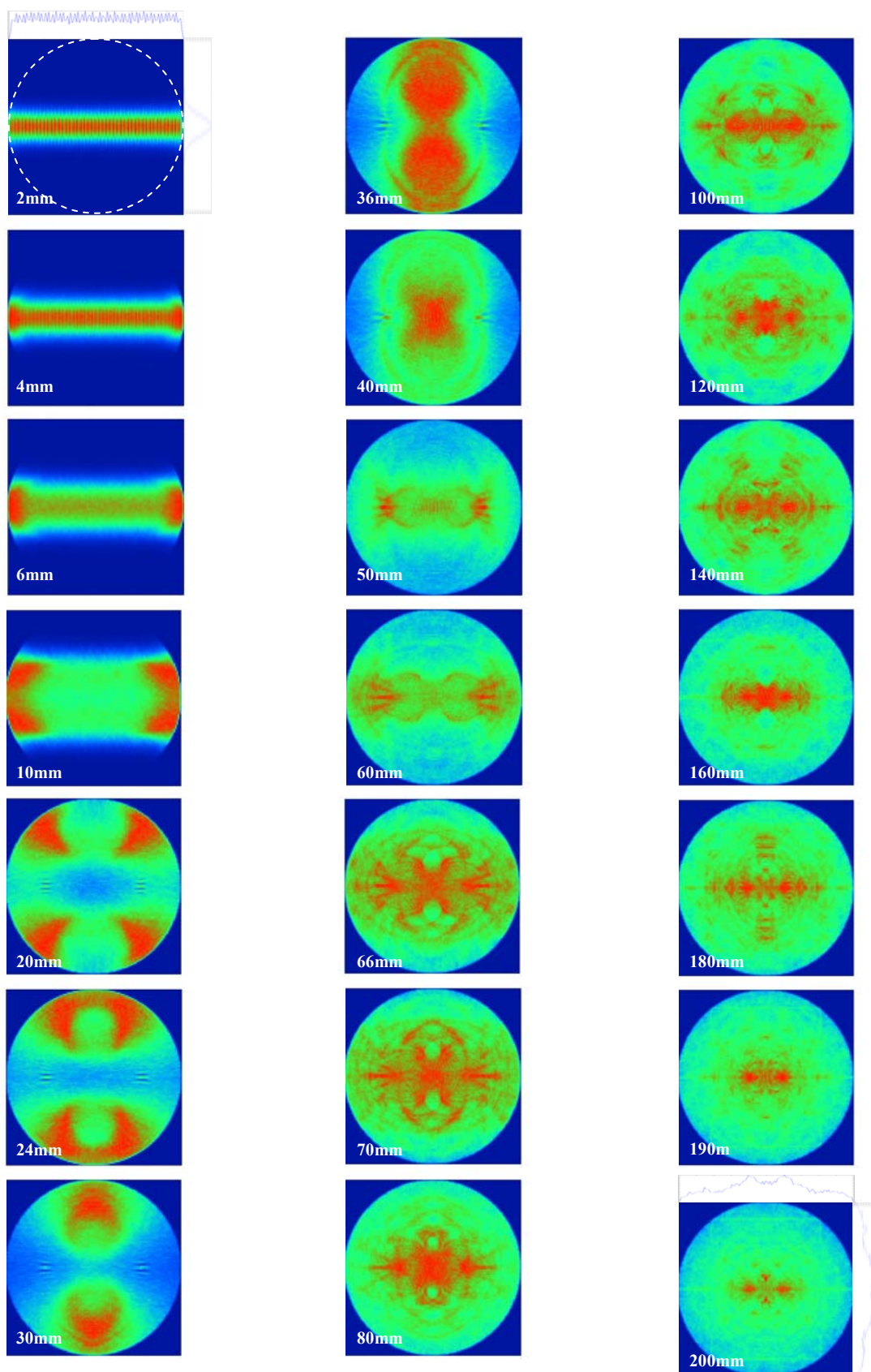
uma distância de 350mm do módulo de laser díodos, com uma abertura numérica  $NA = 0,19$  em ambos os eixos de propagação. No sub-capítulo seguinte, apresenta-se o meio tradicional de homogeneizar a radiação focada pelo sistema descrito, sendo referidas as suas limitações.

### **5.3. RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO DE RADIAÇÃO LASER PROVENIENTE DE FONTES DE LASER DÍODOS COM GUIA DE ONDA CILÍNDRICA**

Tradicionalmente, nos lasers de disco, a radiação não homogénea proveniente de uma fonte de laser díodos é focada para uma guia de onda de secção circular<sup>81</sup> e, através de reflexões internas na guia de onda, é eficientemente transmitida para a sua face de saída. O perfil de potência incidente na face de entrada da guia de onda é reconfigurado, dado que a secção transversal da guia é distinta da secção do feixe incidente, verificando-se desta forma a homogeneização do feixe de bombeamento. A redução de densidade de potência causada pela captura de um perfil rectangular de potência de bombeamento através de uma guia de secção circular é, no entanto, um factor que não foi ainda ultrapassado. Sabe-se que o eixo lento de um módulo de laser díodos evidencia uma divergência significativamente superior ao eixo rápido, dada a ausência de microlentes nesse eixo. Como consequência, não é possível focar os dois eixos com o mesmo ângulo e simultaneamente formar uma imagem simétrica (com uma forma quadrada) no seu foco. O diâmetro mínimo da guia de onda homogeneizadora bem como a redução de densidade de potência são consequentemente definidos pelas características de divergência do eixo lento relativamente ao eixo rápido do laser díodos. Pretende-se neste sub-capítulo analisar a performance da tradicional guia de onda de secção circular tanto no que respeita à redução de densidade de potência como no que respeita à homogeneidade do perfil de potência que dela emerge e que posteriormente é projectado no meio activo. Para a modelação em ZEMAX<sup>®</sup> da guia de onda de secção circular seleccionou-se o objecto “*Cylinder 2 Volume*”. As variáveis “*Radius*” e “*Z Length*” representam respectivamente o raio da guia de onda e o seu comprimento. As variáveis “*Front Angle Along Y*”, “*Back Angle Along Y*”, “*Front Angle Along X*” e “*Back Angle Along X*” controlam o ângulo que as faces de entrada e de saída da guia de onda efectuam relativamente ao eixo *Y* e *X* respectivamente. Dado que a imagem da fonte radiante formada pelo sistema de focagem possui as dimensões  $4,8\text{mm} \times 1\text{mm}$ , correspondendo a uma área de  $4,8\text{mm}^2$ , o diâmetro mínimo da guia de onda de forma a colectar a totalidade da potência de bombeamento é cerca de  $4,8\text{mm}$ , correspondendo a uma área de  $18,1\text{mm}^2$ . Por motivos de ordem prática, nomeadamente a necessidade de existir um meio de prevenir erros de alinhamento entre

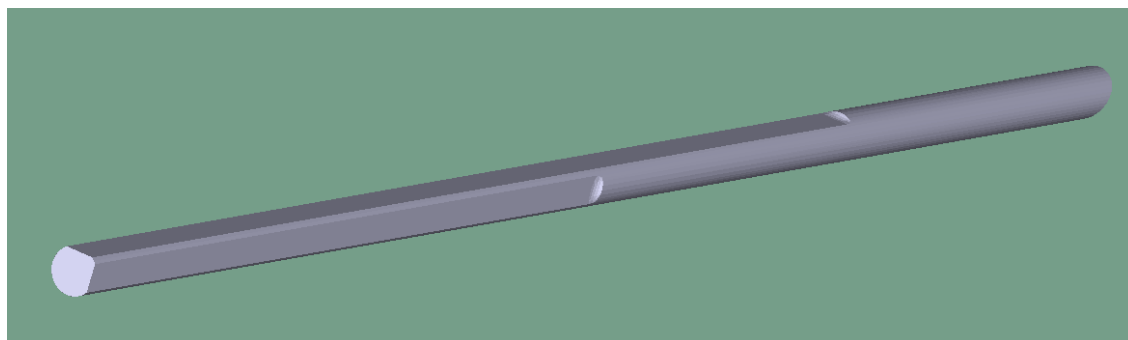


componentes e a maior facilidade em obter uma guia de onda com um diâmetro standard, considera-se para o diâmetro da guia o valor de 5mm, aumentando assim a área de captura de radiação para  $19,6\text{mm}^2$ . Obviamente se constata que a densidade de potência à saída da guia de onda será reduzida por um factor sempre superior a 4 dado que a área da guia de onda é cerca de 4 vezes superior à área formada pelo foco. O comprimento da guia de onda foi optimizado tendo em conta o nível de homogeneidade da radiação ao longo da mesma. Inicialmente considerou-se o comprimento de 30cm. A redução do comprimento da guia de onda implicou a observação da evolução do perfil de radiação no seu interior. Implementou-se para esse efeito um detector volúmico cujas dimensões se ajustassem à guia de onda, ou seja, com as dimensões  $5\text{mm} \times 5\text{mm} \times 300\text{mm}$ . A resolução do detector é  $120 \times 120 \times 300$  vóxeis, correspondendo a  $42\mu\text{m}$  nas direcções perpendiculares ao eixo da guia de onda e 1mm na direcção paralela. Pela observação da Fig. 5.3 é possível constatar que o perfil de radiação na face de entrada da guia de onda (2mm) corresponde à imagem focada do módulo de laser de díodos. Verifica-se também que o perfil de radiação no interior da guia de onda converge para um valor constante a partir dos 190mm. No entanto, constata-se uma homogeneidade relativamente baixa, tendo em conta os efeitos adversos que daí poderão resultar. A justificação para este facto encontra-se no produto entre o elevado diâmetro da guia de onda e a baixa divergência da radiação de bombeamento que se propaga no seu interior. A homogeneidade aumenta com o aumento da abertura numérica da radiação e também com a redução do diâmetro da guia de onda. No entanto, ambos são parâmetros dependentes da relação entre as características da fonte de bombeamento e as características do sistema de colimação e multipassagem. Por outro lado, o aumento da abertura numérica da radiação à entrada da guia de onda resulta numa maior dificuldade de colimação após a transmissão pela guia. O percurso óptico percorrido pela radiação no interior da guia seria também superior, o que resultaria na redução da eficiência de transmissão da guia devido à absorção de radiação pelo material. Dado que o perfil de radiação converge a partir dos 190mm, considera-se que o comprimento da guia de onda é 200mm.



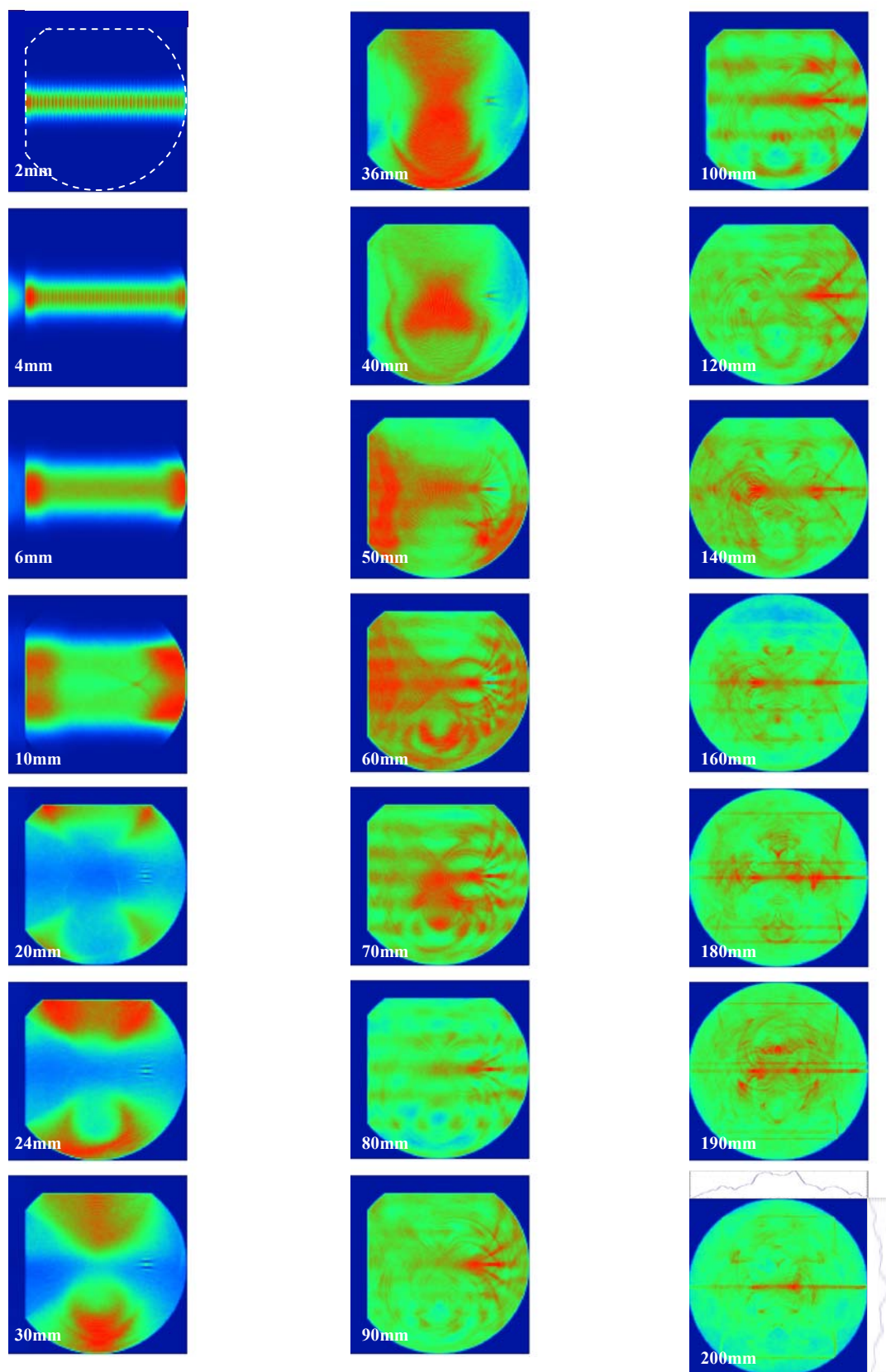
**Fig. 5.3** – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda cilíndrica ao longo do seu comprimento (escala cromática)

Conclui-se portanto que a imagem emitida pela guia de onda cilíndrica que é posteriormente projectada no disco é a ilustrada na Fig. 5.3 para os 200mm. Pode-se verificar também que o perfil lateral de radiação na face de saída da guia é totalmente distinto do perfil incidente na face de entrada. No entanto, o nível de homogeneidade obtido à saída é limitativo no que respeita à qualidade e eficiência do feixe laser, como se verá mais adiante. Uma alternativa utilizada no IFSW consiste numa versão modificada da guia de onda cilíndrica.



**Fig. 5.4** – Guia de onda cilíndrica modificada

A guia de onda ilustrada na Fig. 5.4 possui duas faces laterais planas, perpendiculares entre si, que alteram o modo de propagação da radiação no seu interior. O comprimento das faces laterais planas é definido pelo ângulo de focagem da radiação de forma a que a radiação colectada pela guia de onda efectue no mínimo uma reflexão interna total nessa parede da guia de onda. Consequentemente, o comprimento das faces laterais planas aumenta com a redução do ângulo de focagem. Como se pode constatar na figura, as duas faces planas possuem diferentes comprimentos ao longo da guia de onda. A face mais longa e a mais curta destinam-se a homogeneizar respectivamente o eixo lento e o eixo rápido. A modelação em ZEMAX<sup>®</sup> do sistema com a guia de onda modificada implica a sua importação de um software de desenho tridimensional. A guia de onda modificada foi desenhada utilizando o software AUTOCAD<sup>®</sup> com uma resolução de faces máxima (FACETRES = 10), o que aumenta a precisão das paredes da guia (é importante que as paredes possuam uma definição muito próxima da real para que os resultados de homogeneização obtidos sejam também fiáveis) mas também aumenta consideravelmente o tempo de simulação. Para a modelação em ZEMAX<sup>®</sup> a guia de onda modificada foi colocada na mesma posição que a anterior guia de onda cilíndrica simples. Pode-se observar na Fig. 5.5 a homogeneização do perfil de radiação ao longo da guia de onda.

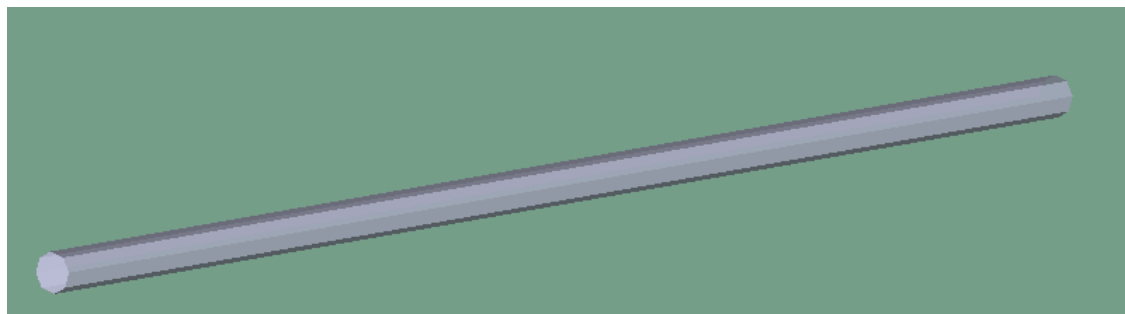


**Fig. 5.5** – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda cilíndrica modificada ao longo do seu comprimento (escala cromática)

Verifica-se uma melhoria nos resultados de homogeneização desta guia relativamente à guia de onda cilíndrica simples. No entanto, o perfil continua a não ser homogéneo e verificam-se adicionalmente perdas de acoplamento da radiação devido à redução da área de entrada da guia de onda causada pelas faces laterais planas. É importante referir que, apesar da área de entrada ser inferior, a face de saída desta guia de onda mantém-se inalterada e igual à da guia de onda cilíndrica simples, pelo que a densidade de potência é efectivamente reduzida devido às perdas de acoplamento que se verificam na guia de onda cilíndrica alterada e não se verificam na guia de onda cilíndrica simples.

#### **5.4. RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO DE RADIAÇÃO LASER PROVENIENTE DE FONTES DE LASER DÍODOS COM GUIA DE ONDA OCTOGONAL**

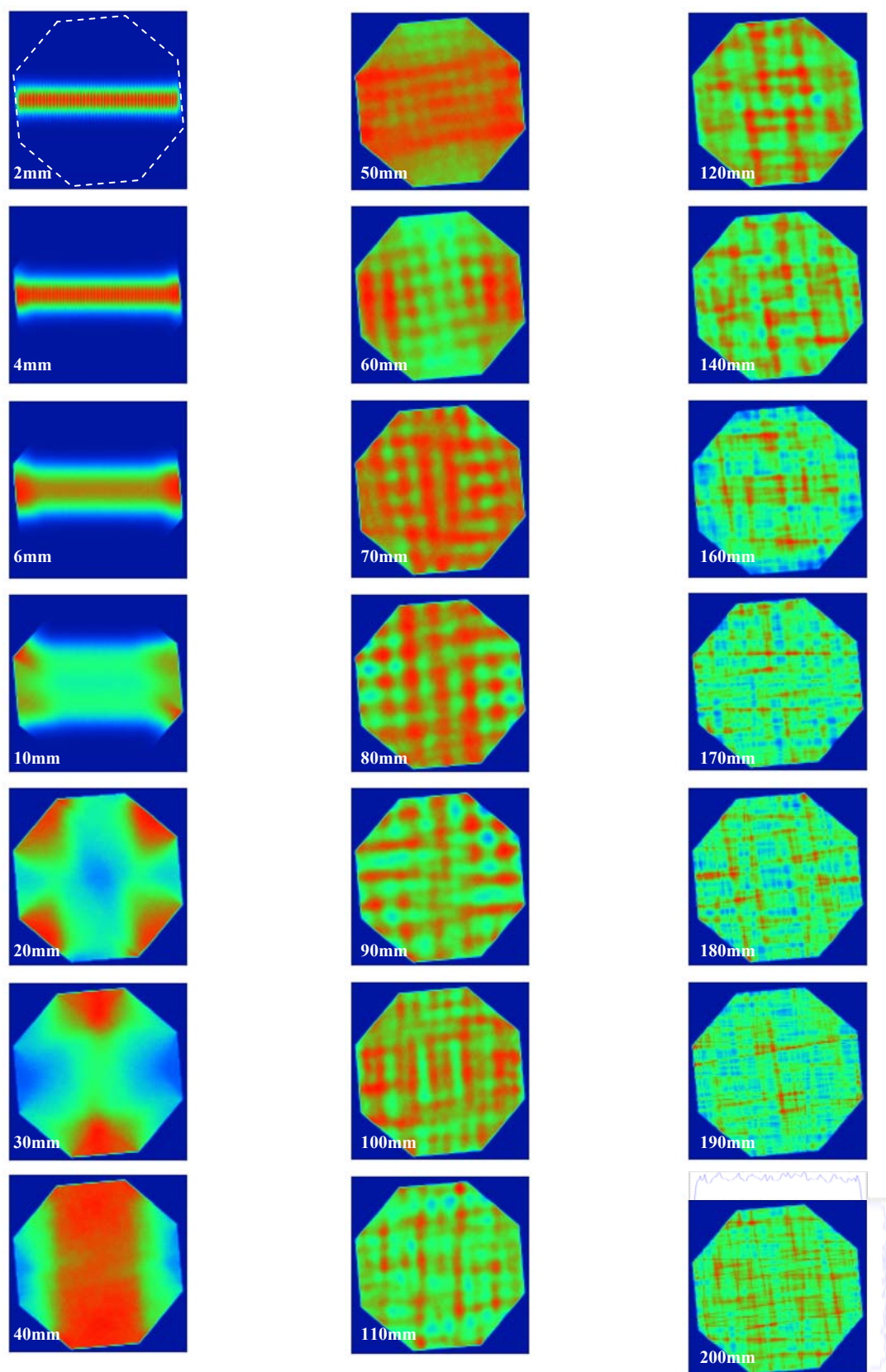
A utilização de guias de onda com faces laterais planas tem, como se verificou, um efeito de homogeneização da radiação. Baseado nesse princípio, a solução adoptada pela empresa Trumpf Lasertechnik nos lasers de disco de alta potência para a homogeneizar a radiação de bombeamento é a utilização de uma guia de onda de secção octogonal (Fig. 5.6).



**Fig. 5.6** – Guia de onda octogonal

A modelação em ZEMAX<sup>®</sup> implica novamente a importação do objecto desenhado em AUTOCAD<sup>®</sup> com a resolução máxima. A guia de onda octogonal foi colocada na mesma posição utilizada pelas anteriores guias. No entanto, para que se verifiquem melhores resultados de homogeneização da radiação, a guia sofre uma rotação de 5° em torno do seu eixo. A Fig. 5.7 ilustra o processo de homogeneização do perfil de radiação ao longo da guia de onda octogonal com diâmetro mínimo de 5mm.



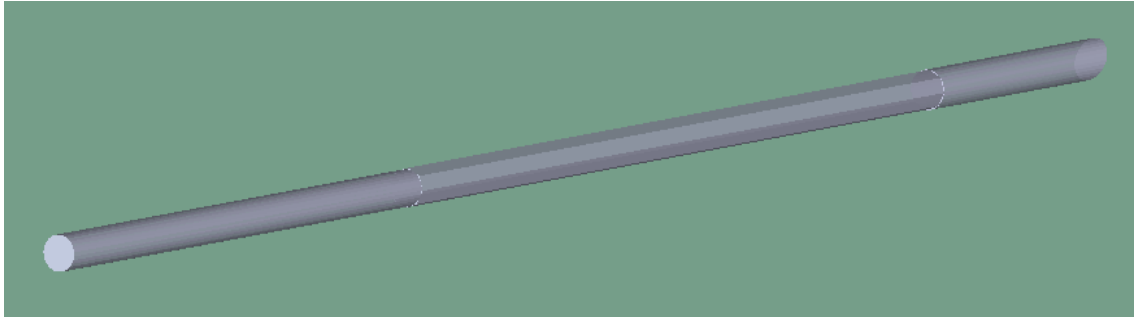


**Fig. 5.7** – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda de secção octogonal ao longo do seu comprimento (escala cromática)

Verifica-se uma melhoria significativa de homogeneização da radiação de bombeamento desta guia relativamente às guias de onda anteriores. O perfil de radiação permanece ainda não totalmente homogéneo, apesar de não se verificarem grandes discrepâncias em relação ao valor médio de intensidade. É importante referir que, neste caso, não se verificam perdas de acoplamento. No entanto, a utilização de uma guia de onda de secção octogonal resulta numa imagem projectada no disco de forma igualmente octogonal e não circular, como é considerado ideal.

## **5.5. RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO DE RADIAÇÃO LASER PROVENIENTE DE FONTES DE LASER DÍODOS COM GUIA DE ONDA CILINDRICA/OCTOGONAL/CILINDRICA**

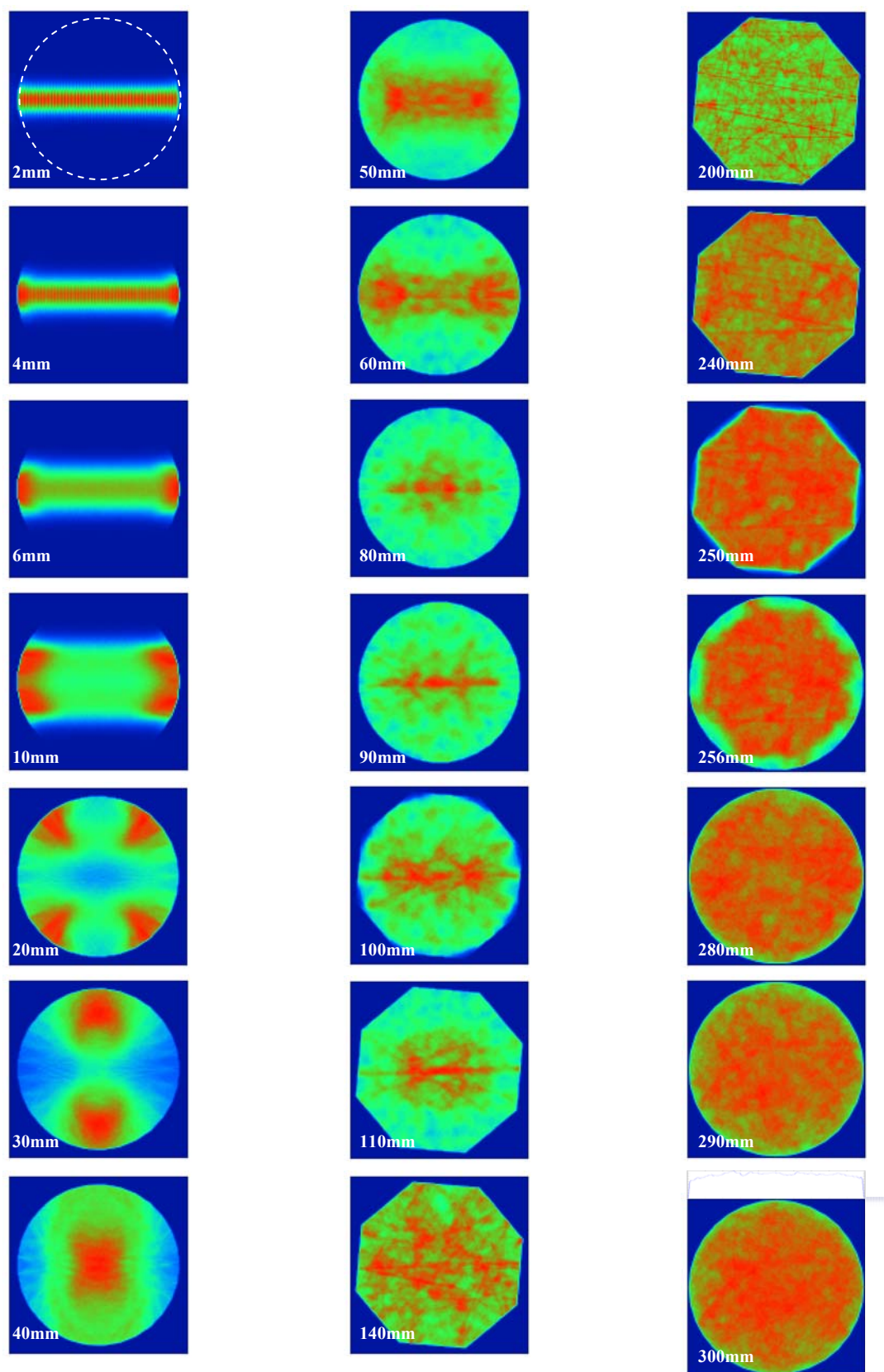
Motivado pelas anteriores observações relativamente aos processos de homogeneização da radiação de bombeamento com as diferentes guias de onda tradicionalmente utilizadas, e pela importância do perfil homogéneo de bombeamento do disco no desempenho do laser, especialmente em altas potências e com qualidades de feixe próximas do limite teórico, propõe-se neste sub-capítulo uma alternativa aos sistemas de homogeneização tradicionais referidos nos sub-capítulos anteriores. A experiência adquirida no passado<sup>82-94</sup> sugere que a homogeneização do perfil de radiação implica a destruição completa da estrutura geométrica do feixe. No caso específico dos lasers solares, o foco da radiação possui um perfil aproximadamente Gaussiano e circular, correspondendo à imagem projectada do sol por um concentrador do tipo parabólico tridimensional. Verificou-se que a destruição da estrutura geométrica do foco e consequentemente a homogeneização da radiação incidente no foco é obtida pela utilização de uma guia de onda com faces planas de secção hexagonal. No caso em estudo neste capítulo, a radiação de bombeamento é proveniente de um módulo de laser díodos, que possui uma forma rectangular. Pela observação da Fig. 5.7 verifica-se a existência de máximos de intensidade alinhados com um ângulo de 5° ou 95° correspondentes aos emissores alinhados do laser díodos, combinados com a rotação de 5° da guia de onda octogonal. Conclui-se assim que não se verifica a destruição total da estrutura geométrica da fonte de bombeamento com a aplicação de uma guia de onda de faces laterais unicamente planas. A forma mais eficaz de destruir a estrutura geométrica da imagem focada do laser díodos é através de uma guia de onda que combine as características da guia de onda circular com as características da guia de onda com faces laterais planas.



**Fig. 5.8** – Guia de onda com três secções de homogeneização

Projectou-se em AUTOCAD<sup>®</sup> e modelou-se em ZEMAX<sup>®</sup> uma nova guia de onda com três secções, que se ilustra na Fig. 5.8. Uma primeira secção cilíndrica com 5mm de diâmetro efectua a captura da radiação de bombeamento e quebra parcialmente a estrutura geométrica rectangular da imagem focada do laser díodos. A segunda secção possui uma forma octogonal cujo diâmetro mínimo é coincidente com o diâmetro da primeira secção, minimizando a redução de densidade de potência causada pelo aumento de área. A secção octogonal quebra a estrutura criada pela primeira secção cilíndrica. A terceira secção possui novamente a forma cilíndrica, agora com 5,4mm de diâmetro, finalizando o processo de homogeneização da radiação. A guia de onda proposta possui no entanto um comprimento superior para efectuar o procedimento de homogeneização, o que, apesar da baixa absorção da sílica relativamente ao comprimento de onda da radiação de bombeamento, resulta em perdas de eficiência. A Fig. 5.9 ilustra o processo de homogeneização do perfil de radiação ao longo da guia de onda com três secções. Pode-se verificar que a interface entre a primeira secção cilíndrica e a secção octogonal se encontra à distância de 100mm da face de entrada, onde se inicia a segunda quebra de estrutura geométrica da radiação. Na posição 250mm, onde se localiza a segunda interface, observa-se já um nível alto de homogeneização. A partir da posição 280mm, a radiação encontra-se homogeneizada. É possível verificar pelo perfil lateral de radiação na posição 300mm que o nível de uniformidade de perfil é muito elevado, assumindo característica de “top-hat”. A solução proposta apresenta vantagens claras de homogeneização de radiação relativamente às anteriores. Envolve, no entanto uma maior dificuldade na sua produção. Tal como as anteriores soluções, também nesta se verifica uma perda de densidade de potência causada pela diferença entre a área da imagem focada ( $4,8\text{mm}^2$ ) e a área da face de entrada da guia de onda ( $22,9\text{mm}^2$ ), tal como se observa na primeira imagem (2mm). O factor de redução de densidade de potência é, neste caso, de 4,8.

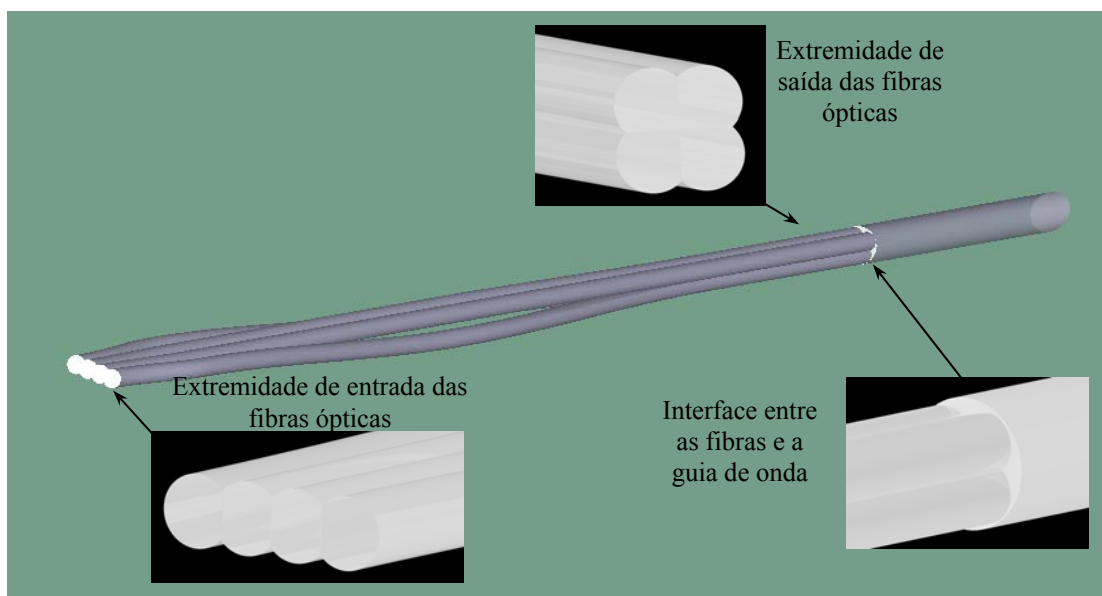




**Fig. 5.9** – Evolução do perfil de radiação no interior da guia de onda com três secções ao longo do seu comprimento (escala cromática)

## 5.6. RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO DE RADIAÇÃO LASER PROVENIENTE DE FONTES DE LASER DÍODOS COM FIBRAS ÓPTICAS E GUIA DE ONDA CILÍNDRICA

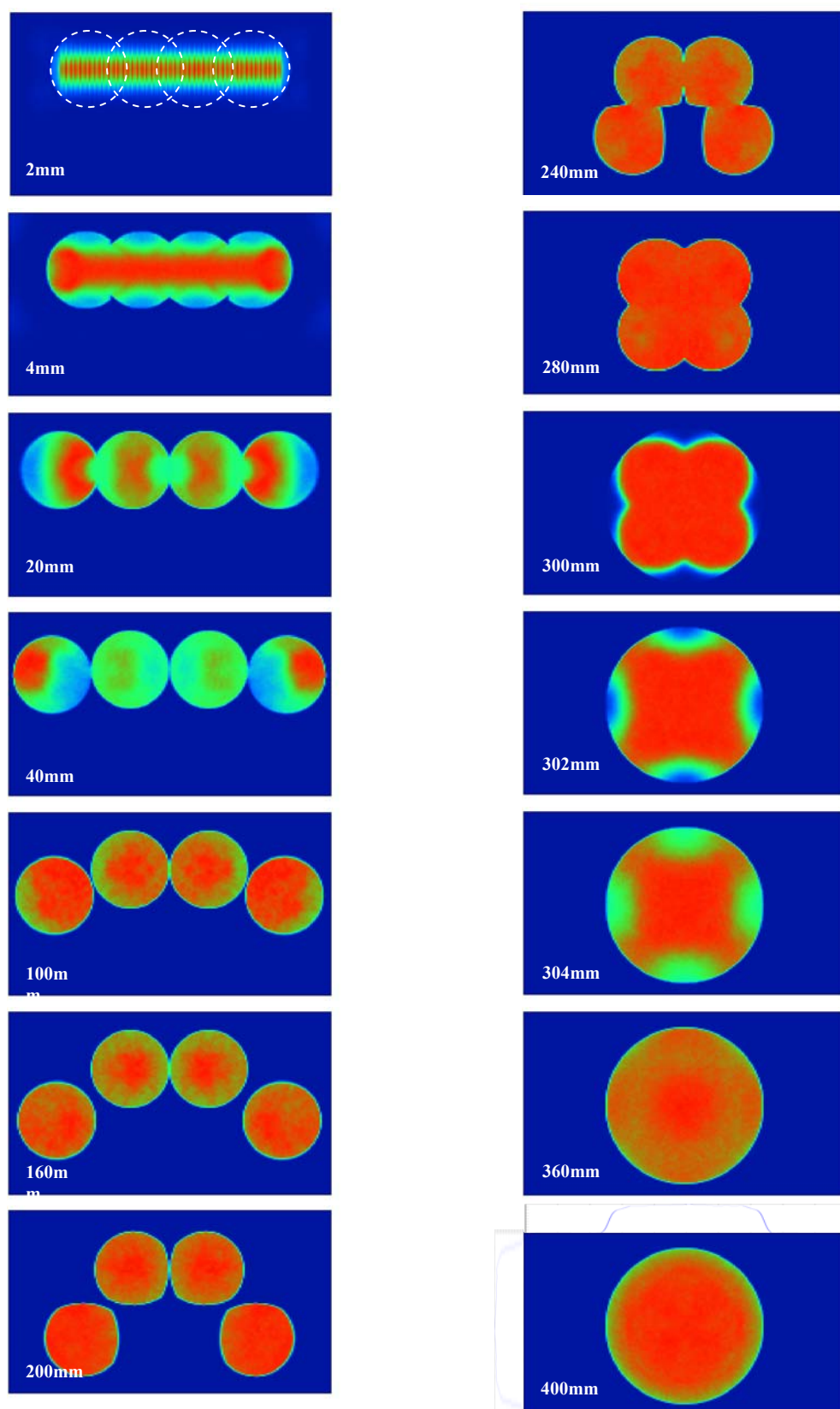
A homogeneidade do perfil de bombeamento do disco é um factor indispensável para a produção de um laser de disco eficiente e com boa qualidade de feixe. Outro factor importante é a densidade de potência incidente e absorvida pelo meio activo. A eficiência do sistema laser é directamente proporcional à densidade de potência à saída do sistema de homogeneização da radiação de bombeamento. Se a densidade de potência for duplicada, a potência de bombeamento necessária para obter a mesma potência laser será reduzida para metade. Propõe-se neste sub-capítulo a introdução de um novo sistema de reconfiguração do perfil de bombeamento que não só o homogeneiza como também aumenta a densidade de potência para o dobro, relativamente aos sistemas atrás descritos. A Fig. 5.10 ilustra o sistema de reconfiguração proposto.



**Fig. 5.10** – Esquema de reconfiguração usando fibras ópticas e guia de onda cilíndrica

O sistema de reconfiguração/homogeneização da radiação de bombeamento proposto consiste num grupo de quatro fibras ópticas com 30cm de comprimento, que colectam, homogeneizam e transmitem eficientemente a radiação de bombeamento às suas faces de saída onde é colocada em contacto uma guia de onda de secção circular com 10 cm de comprimento. Cada fibra óptica possui um núcleo em sílica fundida com um diâmetro de 1,5mm. Tal como se pode observar pela figura, as faces laterais de cada fibra óptica na extremidade de entrada são convenientemente polidas de forma a que se verifique um contacto perfeito entre elas. As

Fibras externas são polidas apenas numa das faces enquanto as fibras internas possuem polimento em duas faces opostas. A compactação da extremidade de entrada das quatro fibras resulta numa área conjunta de  $6,23\text{mm}^2$  aproximadamente rectangular, ajustando-se às dimensões do foco da radiação de bombeamento. O ângulo entre cada fibra e a adjacente é de  $2^\circ$ , correspondendo a um comprimento de contacto entre fibras de 11,5mm (comprimento de polimento). A densidade de potência, bem como a abertura numérica da radiação de bombeamento proveniente do módulo de laser díodos são aproximadamente mantidas. A extremidade do grupo de fibras ópticas é reorganizada de modo a que as quatro fibras, inicialmente numa disposição linear, formem uma área aproximadamente circular. O polimento da extremidade de saída de cada fibra óptica é efectuado em duas faces laterais, perfazendo um ângulo de  $90^\circ$  entre cada face polida. A compactação das quatro fibras resulta na obtenção de uma área de saída conjunta aproximadamente circular com 3mm de diâmetro máximo e com uma área de  $5,78\text{mm}^2$ . Pela equação de invariância óptica  $NA_1 D_1 = NA_2 D_2$ , onde  $NA_1 / NA_2$  são as aberturas numéricas das faces de entrada / saída das fibras e  $D_1 / D_2$  são as áreas de entrada / saída de cada fibra, verifica-se que a abertura numérica à saída das fibras ópticas aumenta ligeiramente de 0,19 para 0,206, correspondendo a um ângulo de divergência de  $11,9^\circ$ . A radiação à saída das fibras ópticas compactadas é homogénea. No entanto, a sua forma não é circular. A segunda fase de homogeneização da radiação é alcançada pela aplicação de uma guia de onda de secção circular em contacto com a extremidade de saída do grupo de fibras ópticas. O diâmetro da guia de onda é de 3,2mm de forma a que não se verifiquem perdas significativas de acoplamento. A radiação de bombeamento sofre assim a homogeneização final com a manutenção da abertura numérica, resultando num perfil perfeito para bombeamento de um laser de disco. A densidade de potência no disco é aumentada por um factor superior a 2,4 relativamente a qualquer um dos sistemas anteriores, e reduzida por um factor de apenas 1,68 relativamente ao foco da radiação de bombeamento dado que a área da face de saída da guia de onda é neste caso de  $8,04\text{mm}^2$ . Para a modelação em ZEMAX<sup>®</sup>, novamente foi necessário importar os objectos do ambiente AUTOCAD<sup>®</sup> dada a especificidade do sistema óptico. Cada fibra óptica foi cuidadosamente desenhada em AUTOCAD<sup>®</sup> com as dimensões correctas de polimento, resolução máxima e com raios de curvatura suaves de forma a que se verifique sempre a lei da reflexão interna total. O material seleccionado foi a “*F\_Silica*”. Não foram considerados revestimentos de anti-reflexão nas faces de entrada e saída.



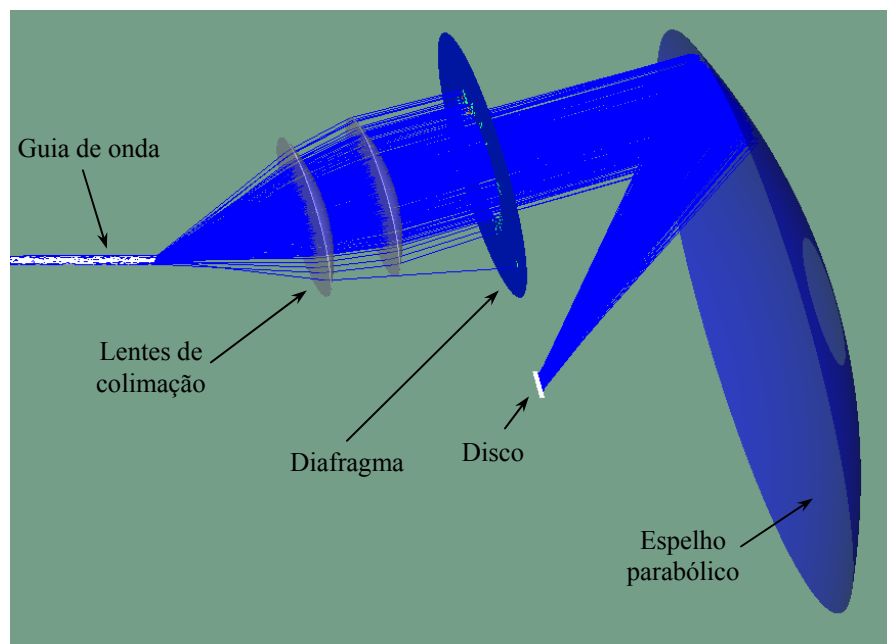
**Fig. 5.11** – Evolução do perfil de radiação através das fibras ópticas e guia de onda cilíndrica (escala cromática)

A posição da face de entrada do sistema de fibras ópticas foi cuidadosamente otimizada através de várias simulações onde se detectou qual a posição das fibras que verificava maior captura/transmissão de radiação. Aplicou-se uma guia de onda cilíndrica com 100mm de comprimento e 3,2mm de diâmetro cuja face de entrada se encontra em contacto com a face de saída das fibras ópticas. Finalmente, parametrizou-se um detector volúmico com as dimensões do sistema homogeneização para obtenção das imagens de evolução do perfil ao longo do sistema, ilustradas na Fig. 5.11. Pela observação das imagens de radiação no interior do sistema, verifica-se que a radiação focada é colectada pelas fibras ópticas que possuem em conjunto uma área de entrada muito próxima da área do foco. Verifica-se também que o baixo diâmetro das fibras ópticas (comparativamente ao diâmetro das guias de onda), dentro do qual a radiação se propaga, contribui para uma homogeneização mais eficaz da radiação de bombeamento. O perfil de radiação assume já uma perfeita homogeneidade à saída das fibras ópticas. A aplicação da guia de onda cilíndrica transforma a forma aproximadamente circular da radiação à saída das fibras ópticas numa forma circular e homogénea à saída da guia de onda. O perfil homogéneo obtido à saída da guia de onda possui um diâmetro de 3,2mm, significando que o perfil de radiação absorvido pelo disco terá um diâmetro inferior e uma densidade de potência superior relativamente aos sistemas anteriores, com dimensões definidas pelo sistema óptico de bombeamento (sistema de colimação e espelho parabólico).

## **5.7. ANÁLISE DE PERFORMANCE DOS SISTEMAS DE RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO**

Tal como foi anteriormente referido, os sistemas de reconfiguração / homogeneização estudados têm como objectivo a sua aplicação no sistema laser em desenvolvimento no IFSW. Como tal, além da fonte de bombeamento estar à partida definida, também os componentes do sistema de multipassagem se encontram definidos previamente por já existirem fisicamente no IFSW. Assim, o espelho parabólico possui uma distância focal de 110mm, um diâmetro de 220mm e um orifício para passagem do feixe laser com 48mm de diâmetro. Desta forma, existe um limite de diâmetro do feixe de bombeamento que entra no sistema de multipassagem. O diâmetro máximo admissível para o feixe colimado pelo sistema de multipassagem na configuração de 24 passagens com o espelho parabólico referido é de 40mm. Um diâmetro superior ao mencionado provocaria a sobreposição de posição entre cada passagem, resultando numa redução drástica da eficiência de absorção dado que a radiação sobreposta inverte o sentido de propagação. Aplica-se um diafragma à entrada do sistema de

multipassagem por forma a bloquear a radiação que se encontra colimada fora do diâmetro máximo de 40mm, tal como se pode observar na Fig. 5.12.



**Fig. 5.12** – Esquema de bombeamento utilizado com aplicação de um diafragma para bloqueio da radiação colimada não útil

De acordo com o que foi observado no Capítulo 4.5.3, é necessário aplicar um polimento à extremidade da guia de onda com um ângulo específico para compensar a excentricidade da imagem projectada no disco. O ângulo otimizado de polimento é de 30°. O sistema de colimação é composto por duas lentes esféricas com distância focal de 138mm. O disco de Yb:YAG utilizado possui 230µm de espessura e 6% de dopagem de Yb<sup>3+</sup>. Em ZEMAX®, o detector volume que representa o disco, possui as dimensões 10mm × 10mm × 0,23mm e foi dividido num total de 300000 vóxeis. Efectuou-se um estudo comparativo entre os vários sistemas por forma a avaliar em termos de potência colectada, potência absorvida pelo disco e diâmetro do foco projectado no disco, qual o sistema que se apresenta mais promissor. O Quadro 5.2 apresenta os resultados calculados em ZEMAX® de potência de bombeamento, potência colectada pelos sistemas de homogeneização, potência absorvida pelo disco e o respectivo diâmetro do foco projectado no disco para as diferentes configurações de homogeneização estudadas. Apresentam-se também os resultados para o sistema proposto com fibras ópticas de diferentes diâmetros.

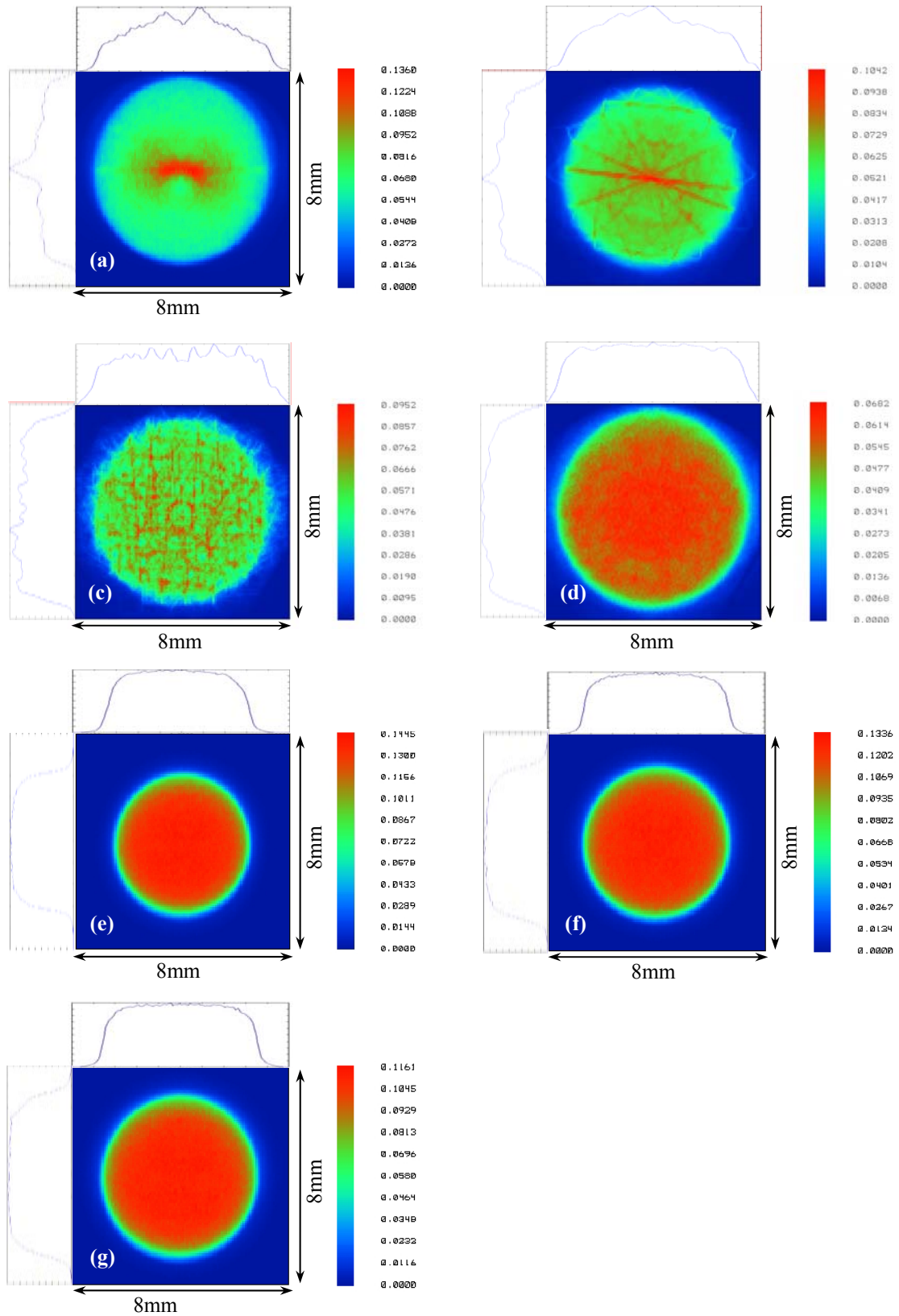
Configuração de homogeneização	Potência de bombeamento (kW)	Potência colectada pelo homogeneizador (kW)	Potência absorvida pelo disco (kW)	Diâmetro do foco projectado no disco (mm)	Densidade de potência absorvida pelo disco (kW/cm <sup>2</sup> )
Guia de onda cilíndrica simples	2,7	2,54	1,80	6,6	5,26
Guia de onda cilíndrica modificada	2,7	2,41	1,61	6,6	4,71
Guia de onda octogonal	2,7	2,54	1,66	6,6	4,85
Guia de onda cilíndrica/octogonal/cilíndrica	2,7	2,54	1,68	6,8	4,63
Fibras ópticas Ø1.5mm	2,7	2,44	1,93	5,2	9,09
Fibras ópticas Ø1.6mm	2,7	2,52	2,01	5,6	8,16
Fibras ópticas Ø1.7mm	2,7	2,54	1,98	5,9	7,24

**Quadro 5.2** – Resultados simulados de potência colectada, potência absorvida e diâmetro do foco de bombeamento projectado no disco para os diferentes esquemas de homogeneização da radiação

Consultando o Quadro 5.2, pode-se constatar que a guia de onda cilíndrica simples, a guia de onda octogonal e a guia de onda proposta com três secções, colectam cerca de 94% da radiação de bombeamento. A guia de onda cilíndrica modificada contabiliza 5% de perdas de acoplamento adicionais devido à redução da área de entrada da guia. Relativamente aos esquemas que utilizam fibras ópticas, verifica-se que apenas com as fibras de 1,7mm de diâmetro é possível colectar a mesma radiação de bombeamento colectada pelas guias de onda referidas. A aplicação de fibras ópticas com apenas 1,5mm ou 1,6mm de diâmetro resulta respectivamente em 4% ou 1% de perdas de acoplamento. No entanto, tal como se pode constatar na coluna referente à potência absorvida pelo disco, os sistemas que utilizam fibras ópticas resultam numa maior capacidade de absorção de potência pelo disco. Este facto deve-se à redução drástica na área da extremidade de saída dos sistemas que utilizam fibras ópticas em relação aos sistemas que utilizam apenas guias de onda que resulta numa menor porção de radiação que é bloqueada pelo diafragma do sistema de multipassagem. Verifique-se por exemplo que, no caso da guia de onda cilíndrica simples, apesar de a eficiência de colecção ser 94%, a eficiência de absorção é de apenas 67%, dado que cerca de 17% da radiação é bloqueada pelo diafragma. No extremo oposto, o sistema com fibras de 1,5mm de diâmetro apresenta uma eficiência de absorção de 71,5% apesar de a eficiência de colecção ser de apenas 90%. Neste caso, apenas 4,7% da radiação de bombeamento é bloqueada. Relativamente ao diâmetro do foco de bombeamento projectado no disco, verifica-se que este

parâmetro é substancialmente inferior no caso das fibras ópticas, resultando numa densidade de potência efectivamente superior (cerca de 73% superior, se compararmos a guia de onda cilíndrica simples com o sistema de fibras ópticas de diâmetro 1,5mm). É possível eliminar por completo as perdas por bloqueio no caso do sistema com fibras ópticas de 1,5mm de diâmetro com a alteração do sistema de colimação, resultando num diâmetro do foco projectado no disco com 6,5mm de diâmetro. Nesse caso, a densidade de potência absorvida pelo disco seria de  $7,53\text{kW/cm}^2$ . Relativamente à performance dos sistemas em relação à capacidade de homogeneização, é facilmente perceptível pela Fig. 5.13 que o perfil de potência absorvida pelo disco (já com o sistema de multipassagem activo) possui diferentes níveis de homogeneização, dependendo do sistema seleccionado. Verifica-se que os sistemas tradicionais de homogeneização não são totalmente eficazes na sua função. O sistema que utiliza a guia de onda octogonal destaca-se para melhor dos dois sistemas de guias de onda tradicionais. No entanto, os sistemas que apresentam um perfil de bombeamento inteiramente homogéneo são os que utilizam fibras ópticas e o sistema com a guia de onda de três secções. Tal como foi referido anteriormente, a importância de bombear o disco com um perfil de bombeamento homogéneo é extrema, particularmente no caso de se pretender obter um laser com alta qualidade de feixe em regime de altas potências. Para averiguação da influência que cada sistema de homogeneização estudado tem na performance de emissão laser, exportaram-se os dados obtidos em ZEMAX<sup>®</sup> de potência absorvida para o ambiente LASCAD<sup>®</sup>. Foram efectuadas simulações recorrendo à análise por elementos finitos para obtenção do elemento a introduzir na cavidade de ressonância representativo do meio activo juntamente com os efeitos térmicos e estruturais nele aplicados, que influenciam o desempenho da cavidade na emissão laser. A aproximação parabólica, no entanto, não é absolutamente correcta quando o perfil de bombeamento apresenta picos fortes de intensidade, não reflectindo verdadeiramente os efeitos que daí poderão resultar. Esta situação verifica-se no caso dos sistemas com as guias de onda cilíndrica simples, cilíndrica modificada e octogonal.





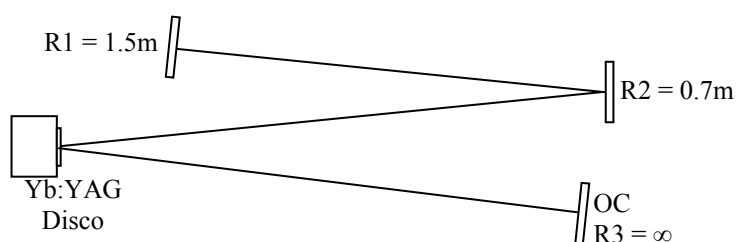
**Fig. 5.13** – Perfil de potência absorvida pelo disco para as várias configurações de homogeneização estudadas. (a) Guia de onda cilíndrica simples, (b) Guia de onda cilíndrica modificada, (c) Guia de onda octogonal, (d) Guia de onda de três secções, (e) Fibras ópticas Ø1.5mm, (f) Fibras ópticas Ø1.6mm e (g) Fibras ópticas Ø1.7mm

A cavidade de ressonância (Fig. 5.14) foi desenhada por forma a funcionar de uma forma estável na zona intermédia do diagrama de estabilidade obtido no software WINLASE<sup>®</sup>. Desta forma, o processo de alinhamento e o funcionamento do laser é estável com o aumento da potência de bombeamento. As cavidades são do tipo N (N-shape) para todos os esquemas testados. Os comprimentos totais otimizados das cavidades de ressonância para os diferentes esquemas de homogeneização são os seguintes:

Esquema de homogeneização	Comprimento total da cavidade de ressonância
Guia de onda cilíndrica simples	3750mm
Guia de onda cilíndrica modificada	3710mm
Guia de onda octogonal	3760mm
Guia de onda com três secções	3740mm
Fibras ópticas Ø1.5mm	3840mm
Fibras ópticas Ø1.6mm	3820mm
Fibras ópticas Ø1.7mm	3920mm

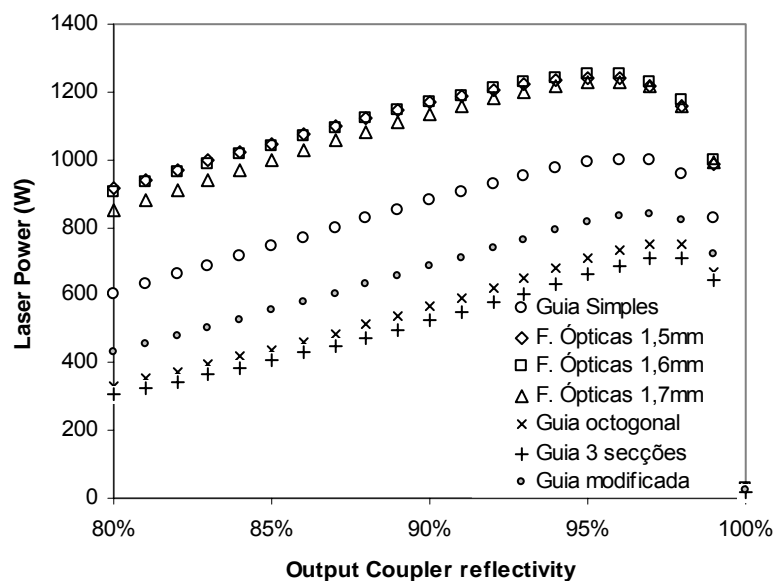
**Quadro 5.3** – Comprimento da cavidade de ressonância otimizada para cada esquema de homogeneização

O raio de curvatura do disco, tendo influência no desempenho da cavidade de ressonância, teve que ser igualmente considerado (2,6m). As perdas da cavidade assumidas em cada percurso foram de 0,5% e a temperatura de refrigeração do disco considerada foi de 20°C.



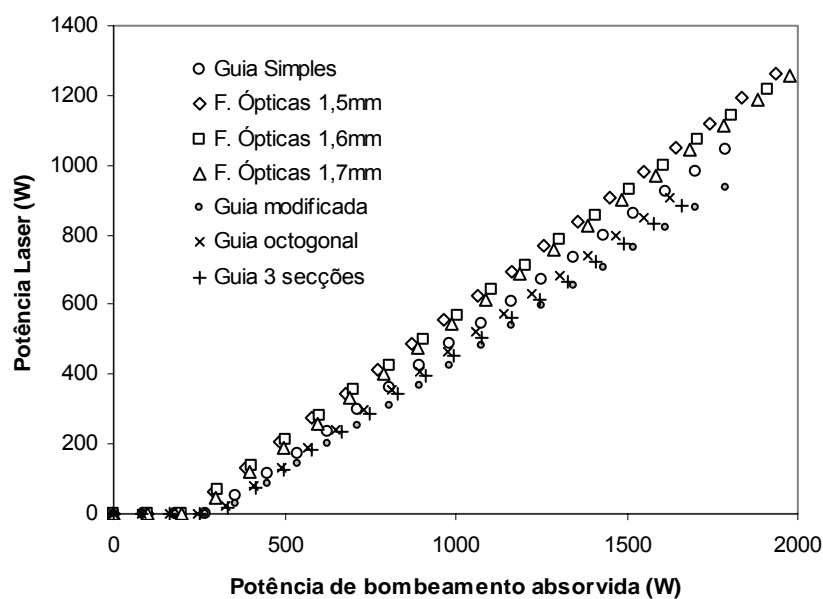
**Fig. 5.14** – Esquema da cavidade de ressonância utilizada nos sistemas de alta potência estudados

A otimização da reflectividade do acoplador de saída encontra-se ilustrada na Fig. 5.15.

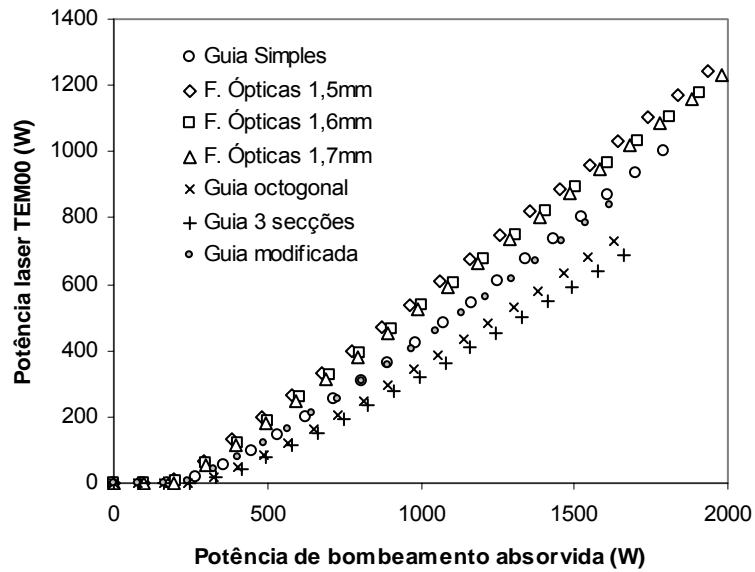


**Fig. 5.15** – Potência laser em função da reflectividade do acoplador de saída para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens

Os resultados das simulações indicam que o valor óptimo para a reflectividade do acoplador de saída se situa próximo dos 96% para as configurações que utilizam fibras ópticas e 97% para as restantes configurações. Apresentam-se em seguida os resultados obtidos em ambiente LASCAD<sup>®</sup> de emissão laser multimodo e TEM<sub>00</sub>, usando os diferentes sistemas de homogeneização.



**Fig. 5.16** – Potência laser multimodo em função da potência absorvida para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens



**Fig. 5.17** – Potência laser  $TEM_{00}$  em função da potência absorvida para as diferentes configurações de homogeneização da radiação de bombeamento na configuração de 24 passagens

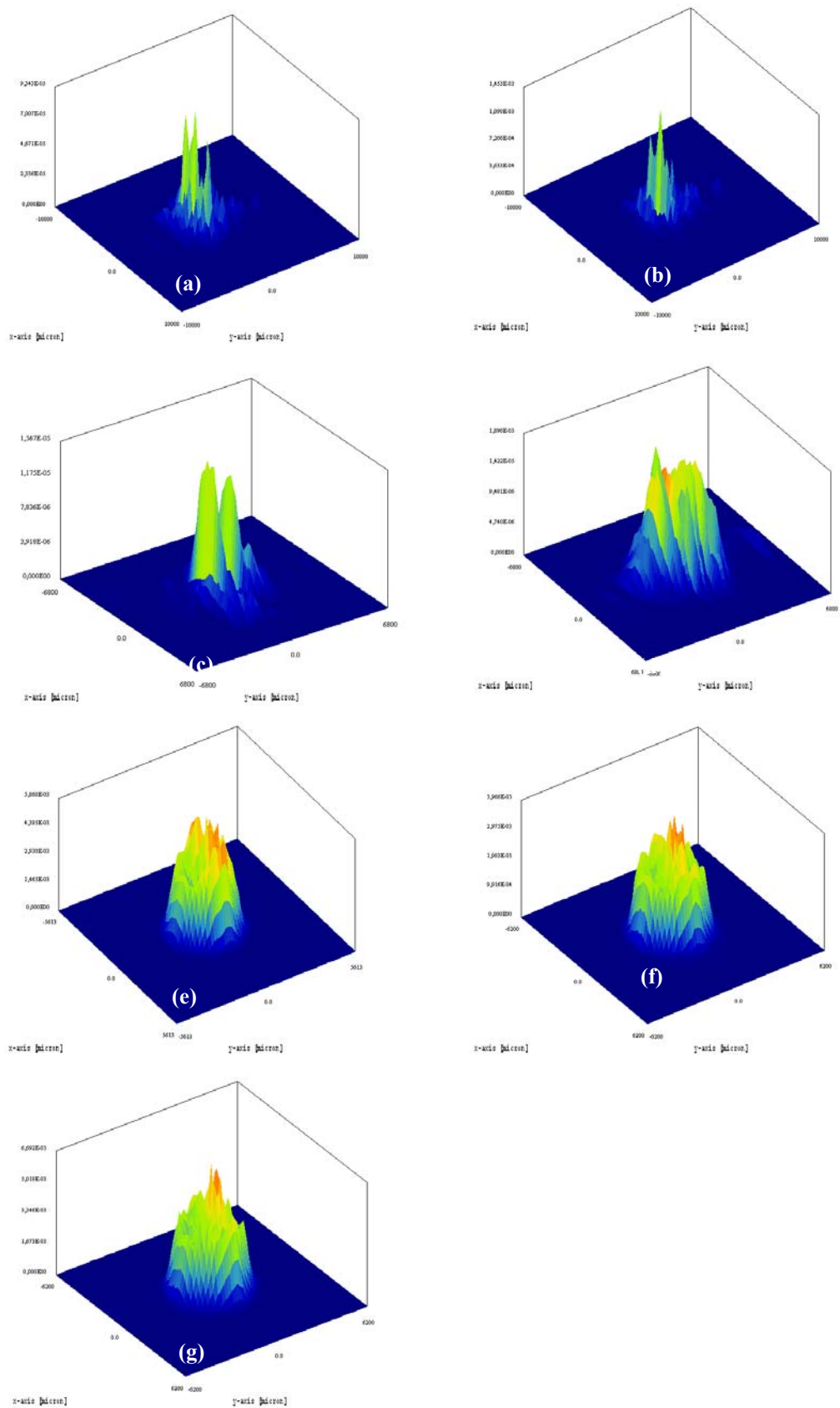
Pode-se observar a superioridade dos sistemas que utilizam as fibras ópticas para homogeneizar a radiação de bombeamento. A configuração que apresenta maior eficiência óptica, tanto em multimodo como  $TEM_{00}$  é a que utiliza fibras ópticas com o diâmetro de 1,5mm, com uma eficiência óptica de 48%, apesar das perdas verificadas no diafragma. Constata-se também que o limiar de emissão laser é inferior para o caso das fibras ópticas, apesar de o sistema óptico ter sido parametrizado para a obtenção de um diâmetro de bombeamento próximo ao das configurações que utilizam guias de onda. Verifica-se que as guias de onda, apesar de na prática se constatar maior simplicidade de alinhamento e montagem, obtêm resultados de eficiência significativamente mais baixos. Comparando a guia de onda cilíndrica simples com a guia de onda cilíndrica modificada, verifica-se que, contrariamente ao que se previa, a primeira obteve melhores resultados tanto para a potência multimodo como  $TEM_{00}$ . A configuração com a guia de onda de três secções apresenta uma potência de laser inferior à configuração da guia de onda octogonal devido à absorção causada pelo maior comprimento da mesma. Tal como se referiu anteriormente, a aproximação parabólica efectuada em LASCAD<sup>®</sup> não deve ser utilizada em alguns casos, dado que o perfil de bombeamento não se assemelha a um perfil parabólico. Para a obtenção de resultados correctos, é necessária a utilização do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos (BPM code). Desta forma, é possível modelar as cavidades de ressonância e analisar os efeitos térmicos e estruturais na sua correcta perspectiva tridimensional e a sua influência no perfil do feixe laser. No entanto, o algoritmo referido apresenta apenas o resultado de potência

máxima, não sendo possível observar as curvas de emissão laser, tal como as apresentadas nas figuras anteriores. Assim, apresenta-se no quadro seguinte, os resultados calculados através do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos para os casos em que o perfil de bombeamento não deve ser aproximado parabolicamente.

Configuração	Potência Laser [W]	$M_x^2$	$M_y^2$
Guia cilíndrica simples	698,3	13,55	14,29
Guia cilíndrica modificada	763,7	3,46	3,65
Guia octogonal	855,8	2,76	2,79
Guia de três secções	827,3	1,31	1,32

**Quadro 5.4** – Potência laser e respectivas componentes do factor de qualidade de feixe laser para as configurações que utilizam guias de onda, calculado através do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos

Pode-se constatar pela Quadro 5.4 que a configuração que apresenta maior potência de saída é a que utiliza a guia octogonal. A qualidade de feixe laser é também superior às configurações com as guias de onda cilíndrica simples e modificada. No entanto, a guia de onda de três secções mostra uma qualidade de feixe superior a qualquer outra configuração usando guias de onda. A inferior potência laser relativamente à guia octogonal deve-se ao facto de a guia octogonal possuir um comprimento de apenas 200mm e a guia com três secções possuir um comprimento de 300mm, resultando em maiores perdas por absorção no material neste último caso. Constata-se também que apesar de a potência colectada pela guia de onda cilíndrica modificada ser inferior devido à redução da área da face de entrada, a potência laser emitida é superior e com uma qualidade de feixe igualmente superior. A Fig. 5.18 ilustra o perfil de feixe laser calculado em LASCAD<sup>®</sup> através do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos para todos os sistemas estudados a uma distância do acoplador de saída de 1m. Verifica-se a superioridade dos perfis obtidos pelas configurações que usam fibras e pela configuração que usa a guia de onda de três secções, tal como previsto.



**Fig. 5.18** – Perfil de feixe obtido em LASCAD<sup>®</sup> para os sistemas laser nas configurações com (a) guia de onda cilíndrica simples, (b) guia de onda cilíndrica modificada, (c) guia de onda octogonal, (d) guia de onda de três secções, (e) fibras ópticas de 1,5mm de diâmetro, (f) fibras ópticas com 1,6mm de diâmetro e (g) fibras ópticas com 1,7mm de diâmetro

## 5.8. IMPLEMENTAÇÃO E ENSAIOS DE TRANSMISSÃO DO SISTEMA DE RECONFIGURAÇÃO / HOMOGENEIZAÇÃO DE RADIAÇÃO DE BOMBEAMENTO COM FIBRAS ÓPTICAS E GUIA DE ONDA CILÍNDRICA

Baseado nos resultados bastante promissores dos sistemas propostos para homogeneização da radiação de bombeamento descrito no sub-capítulo anterior, optou-se pela construção do sistema que utiliza fibras ópticas de 1,5mm de diâmetro. A experiência acumulada pelo grupo de optoelectrónica da FCT/UNL na utilização de fibras ópticas e guias de onda juntamente com as possibilidades de análise da qualidade do polimento das fibras existentes no ISQ motivaram o IFSW a solicitar a inclusão do sistema descrito no novo sistema de 1kW TEM<sub>00</sub> que se encontra ainda em desenvolvimento. O procedimento experimental iniciou-se pela caracterização da fonte de laser díodos.

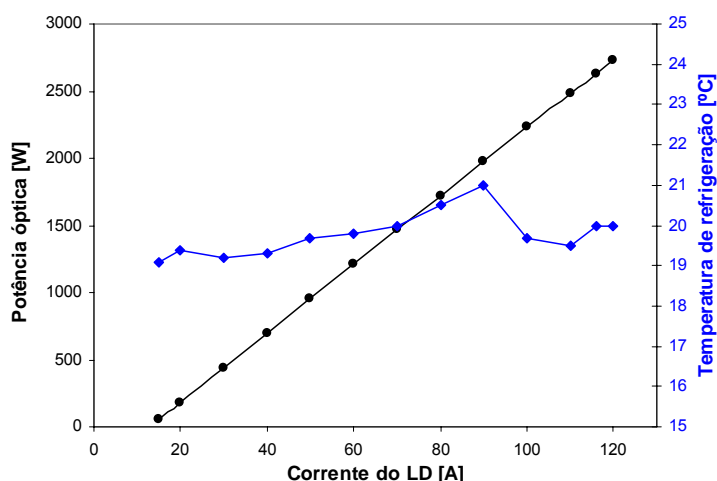


Fig. 5.19 – Potência óptica e temperatura de refrigeração em função da corrente aplicada ao LD

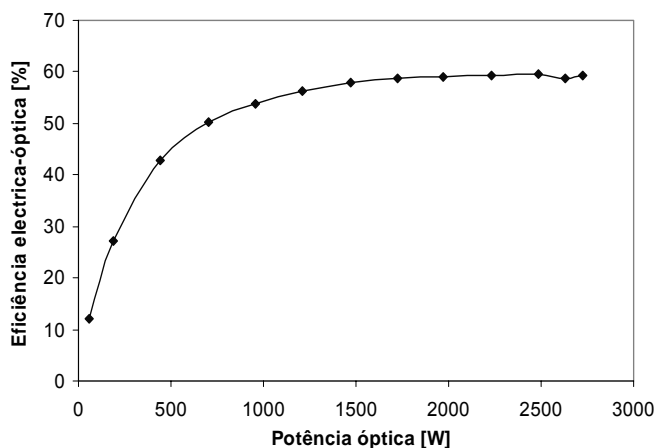
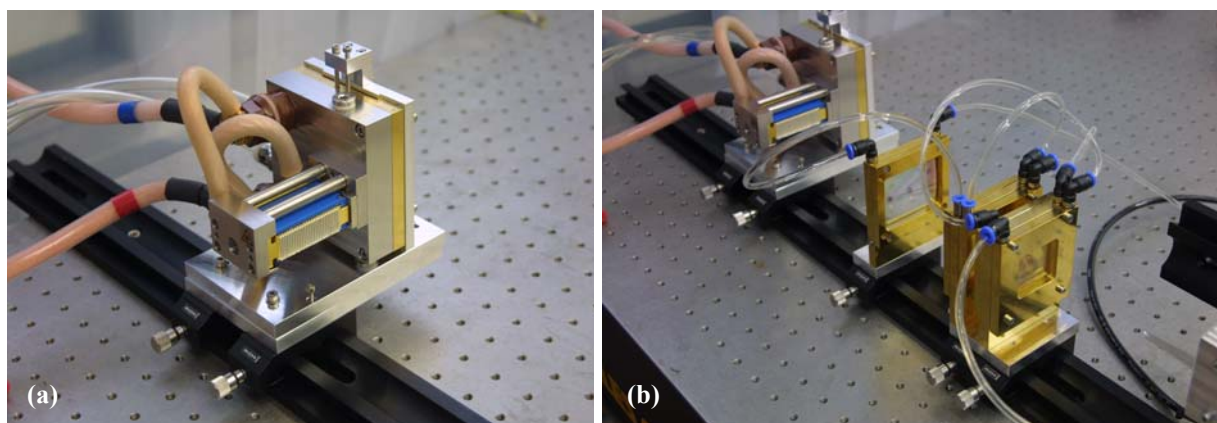


Fig. 5.20 – Eficiência eléctrica-óptica em função da potência óptica do LD

Apresentam-se na Fig. 5.19 os resultados medidos da potência emitida pelo laser díodos e a temperatura da água de refrigeração em função da corrente aplicada. Verificou-se que a fonte de laser díodos emite um máximo de 2,73kW para uma corrente de 120A com uma temperatura média de 20°C estabilizada pelo *chiller*. A Fig. 5.20 demonstra os resultados de eficiência eléctrica-óptica do laser díodos. Verifica-se que a eficiência tende para o valor de 60% com o aumento da potência emitida pelo laser díodos. As medições foram efectuadas com o sistema de focagem parcialmente implementado (focagem apenas com uma lente cilíndrica em cada eixo) e através da colocação de um medidor de alta potência fora da zona focal do sistema de focagem, evitando a sua deterioração. O segundo passo do procedimento experimental foi a montagem e calibração do sistema de focagem da radiação de bombeamento completo.

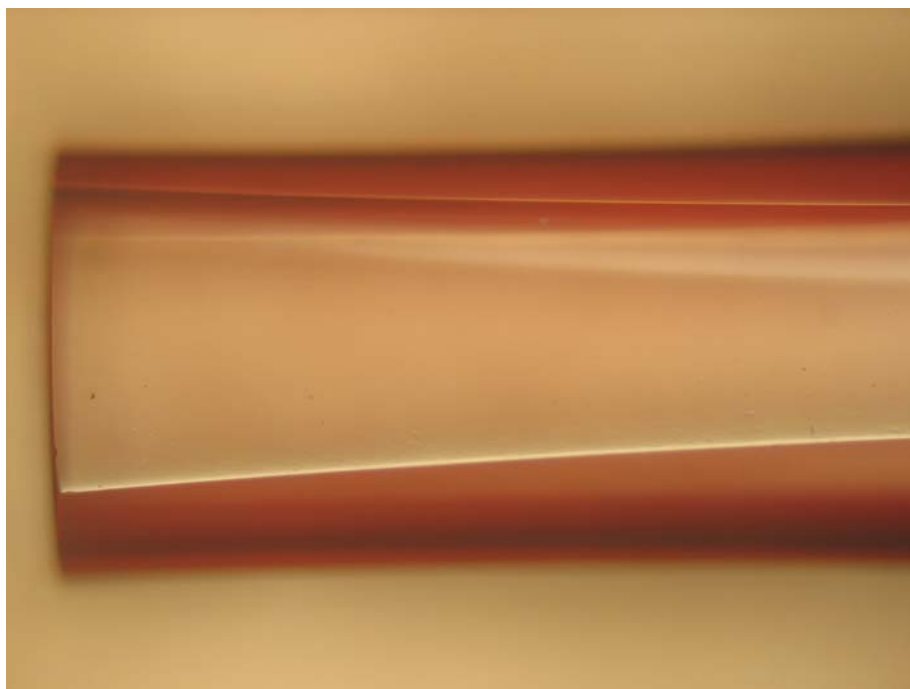


**Fig. 5.21** – (a) Laser díodos utilizado e (b) montagem do sistema de focagem

O sistema de focagem é composto pelas 5 lentes propostas nesta tese, cujo estudo foi apresentado no sub-capítulo 5.2. As distâncias entre os componentes foram cuidadosamente medidas. As lentes são refrigeradas a água, tal como se pode observar na Fig. 5.21. Para o alinhamento final dos componentes, é necessária a colocação da face de entrada das fibras ópticas, previamente preparadas, na posição correcta. O processo de preparação das fibras ópticas é bastante complexo pelo facto de as extremidades de entrada e de saída de cada fibra óptica estarem relacionadas entre si e simultaneamente com as fibras ópticas adjacentes. A torção das fibras devido à sua reorganização na extremidade de saída acrescenta ainda mais um factor de complexidade. Todo o processo de polimento lateral das fibras exige a eliminação da protecção plástica que envolve o núcleo de sílica fundida. Como é óbvio, a fragilidade das fibras ópticas aumenta drasticamente quando a protecção plástica é retirada. As fibras ópticas utilizadas na primeira versão do sistema de homogeneização existiam já no laboratório de optoelectrónica da FCT/UNL e são provenientes da empresa Fiberguide

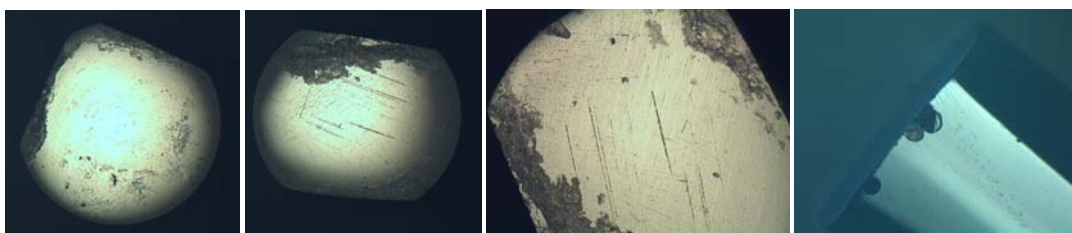


Industries (low OH - Anhydroguide™ APCH VIS-IR). O diâmetro do núcleo em sílica fundida é de 1,5mm e o diâmetro com a protecção plástica é de 1,8mm. O seu comprimento é 40cm, a sua abertura numérica é  $NA = 0,39$  e não possuem qualquer tipo de revestimento anti-reflexão. O desbaste e polimento de cada fibra têm como fim proporcionar superfícies com riscos de dimensão inferior a  $1\mu m$ . Desta forma, minimizam-se as perdas que podem surgir nas reflexões da radiação no interior das fibras. Dado que as fibras possuem um diâmetro bastante baixo, demonstrando por isso uma grande fragilidade especialmente após a remoção da protecção plástica, o procedimento de desbaste e polimento inicia-se com lixas de grão 4000 com água destilada. O processo de finalização é efectuado recorrendo a panos de polimento e líquido de suspensão ( $1/2 \mu m$ ). O procedimento de polimento das fibras iniciou-se pela faces de entrada e saída. O objectivo é que as faces sejam perpendiculares ao eixo de simetria da fibra. O processo é efectuado manualmente devido à fragilidade das fibras, especialmente na posição de desbaste perpendicular. O polimento das faces de entrada e saída define o comprimento de cada fibra. Por conseguinte, um pequeno erro de polimento inviabiliza totalmente a utilização da fibra ou resulta em perdas de acoplamento. Após o polimento das faces de entrada e saída das fibras, determina-se a posição que cada fibra irá assumir no sistema. O polimento lateral das extremidades é distinto para qualquer fibra considerada dado que a cada extremidade de entrada corresponde uma única configuração de extremidade de saída. O ângulo de polimento é determinante na obtenção de um contacto perfeito entre as fibras. Um ângulo de polimento incorrecto resulta num comprimento de contacto também incorrecto, inviabilizando todo o sistema. A superfície polida tem imprescindivelmente que ser plana para que o completo contacto entre as fibras seja conseguido. O processo de polimento foi efectuado manualmente devido à fragilidade das fibras ópticas e foi acompanhado pela observação microscópica constante das superfícies polidas para detecção de possíveis riscos ou defeitos. A Fig. 5.22 mostra uma fotografia da face lateral polida da extremidade de uma das fibras centrais. Outro aspecto fulcral no polimento das fibras é a precisão dos ângulos entre cada face lateral, e a sua correspondência com a extremidade oposta. Foi utilizada um fixador com capacidade de rotação com a precisão necessária. O processo de polimento é contínuo em cada fibra óptica, ou seja, só é possível passar à fibra óptica seguinte após o polimento de todas as faces da fibra anterior. Caso contrário, o alinhamento de polimento é perdido.



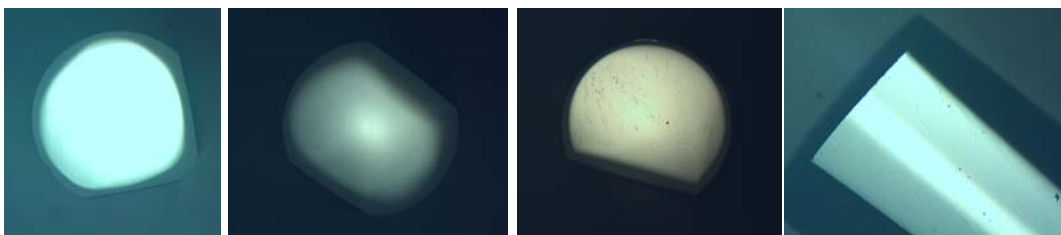
**Fig. 5.22** – Fotografia da superfície lateral da extremidade de entrada de uma das fibras ópticas centrais

Após a preparação das fibras ópticas, estas foram transportadas para o IFSW em Stuttgart. Infelizmente, depois do transporte, o processo de polimento de algumas fibras teve que ser repetido dado que se verificaram danos durante o transporte e limpeza das fibras em Stuttgart. Mostra-se na Fig. 5.23 alguns estragos detectados nas fibras ópticas antes da sua montagem.



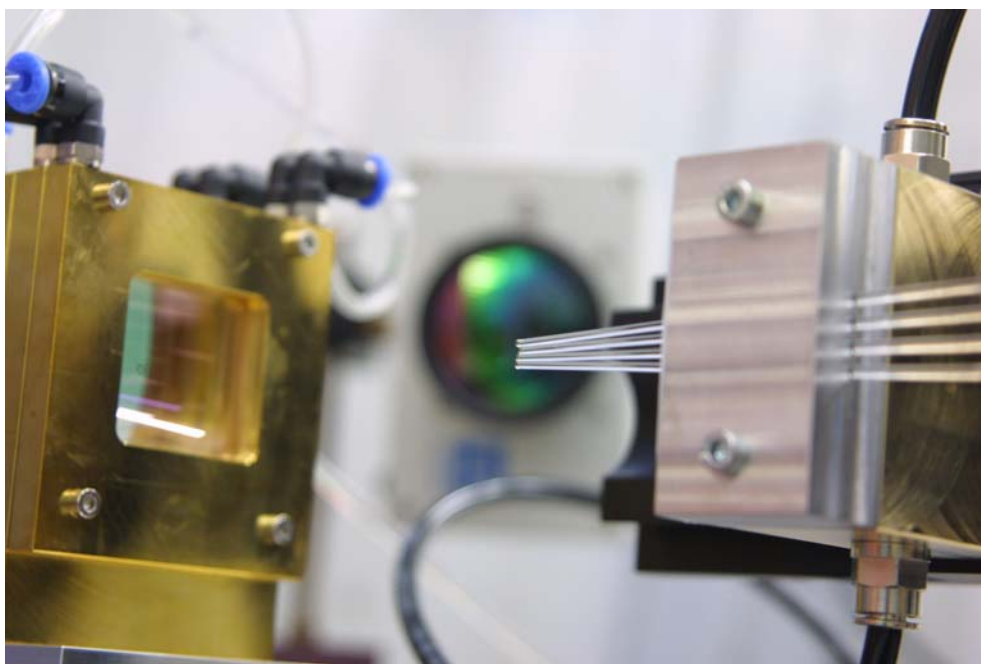
**Fig. 5.23** – Fotografias de superfícies danificadas durante o transporte e limpeza das fibras

A gravidade dos estragos detectados não se demonstrou muito elevada, dado que se constatou serem superficiais ( $< 1\text{mm}$  de profundidade). A excepção encontra-se na fotografia do lado direito, onde a profundidade do estrago se verificou ser perto de  $2\text{mm}$ . No entanto, esta fibra foi utilizada nos testes de transmissão, após a sua reparação, como se verá mais adiante. A Fig. 5.24 mostra fotografias de algumas superfícies que sofreram novo polimento após danificação com o transporte.



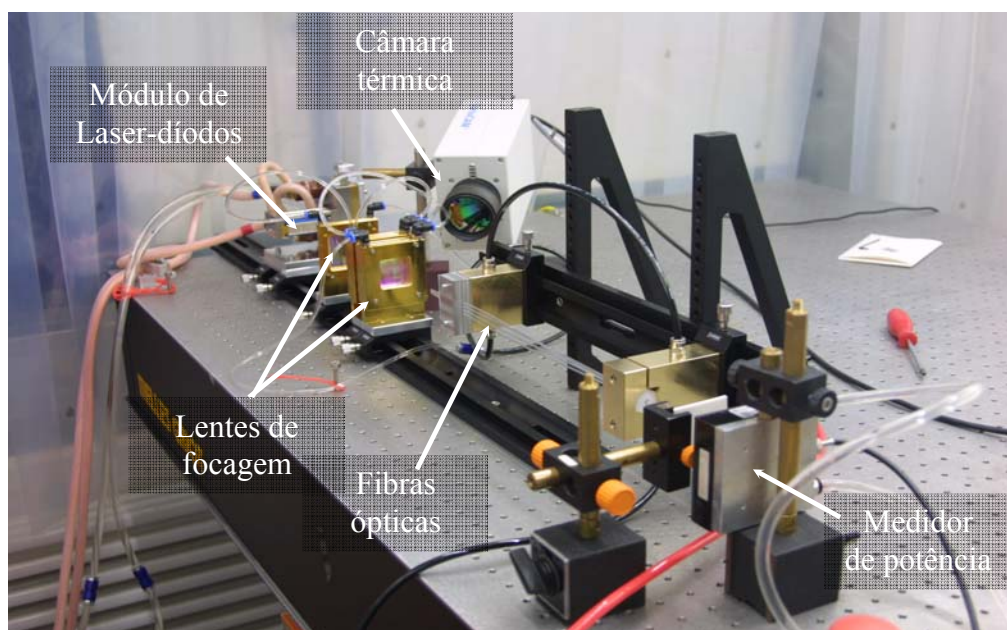
**Fig. 5.24** – Fotografias de superfícies de qualidade admissível após novo polimento no IFSW

Foram projectados e fabricados em Portugal os suportes em aço inox para fixar as extremidades das fibras na posição correcta de forma a que o ângulo entre as extremidades de entrada e de saída de cada uma das fibras fosse de  $2^\circ$ . Os desenhos técnicos encontram-se no anexo 3. Finalmente, as fibras ópticas foram colocadas na posição correcta. A Fig. 5.25 mostra o alinhamento entre a extremidade de entrada das fibras ópticas e o sistema de focagem. É visível que a segunda fibra é ligeiramente mais curta devido ao estrago anteriormente referido.



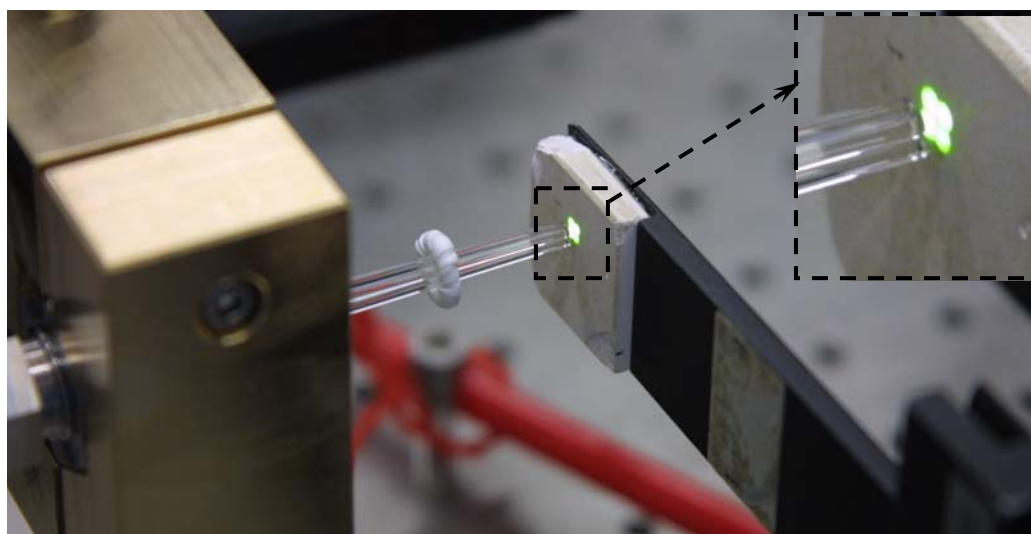
**Fig. 5.25** – Procedimento de alinhamento da extremidade das fibras ópticas com o sistema de focagem

O último procedimento experimental relativo ao sistema de homogeneização da radiação de bombeamento consistiu na medição dos resultados de transmissão de radiação de bombeamento e observação da capacidade de homogeneização da radiação.



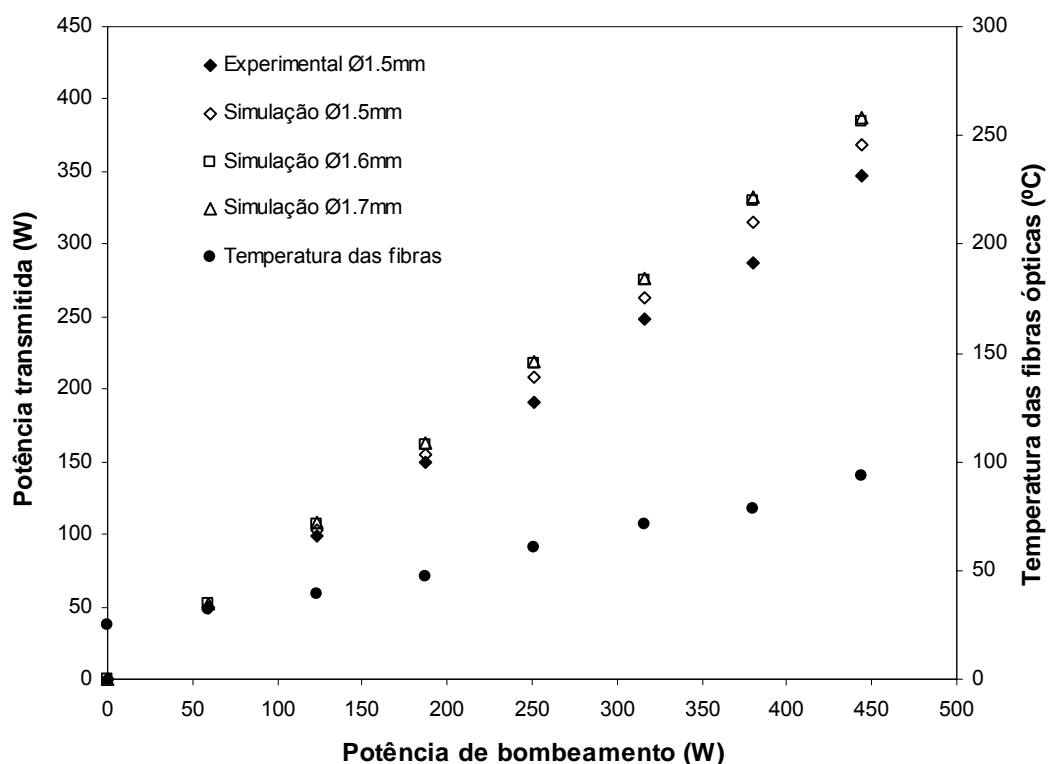
**Fig. 5.26** – Arranjo experimental para ensaios de homogeneização e transmissão de radiação de bombeamento através de fibras ópticas

A fotografia da Fig. 5.26 mostra o arranjo experimental utilizado para os ensaios do sistema de homogeneização da radiação de bombeamento. A radiação divergente emitida pelo módulo de laser díodos é focada por intermédio das lentes cilíndricas para a face de entrada do grupo de fibras ópticas dispostas linearmente em contacto lateral. A radiação é depois homogeneizada e simultaneamente reconfigurada através da reorganização da extremidade de saída das fibras ópticas. Tal como é possível verificar na Fig. 5.27, o feixe emergente das fibras ópticas apresenta um perfil homogéneo e com a forma prevista anteriormente através das simulações.



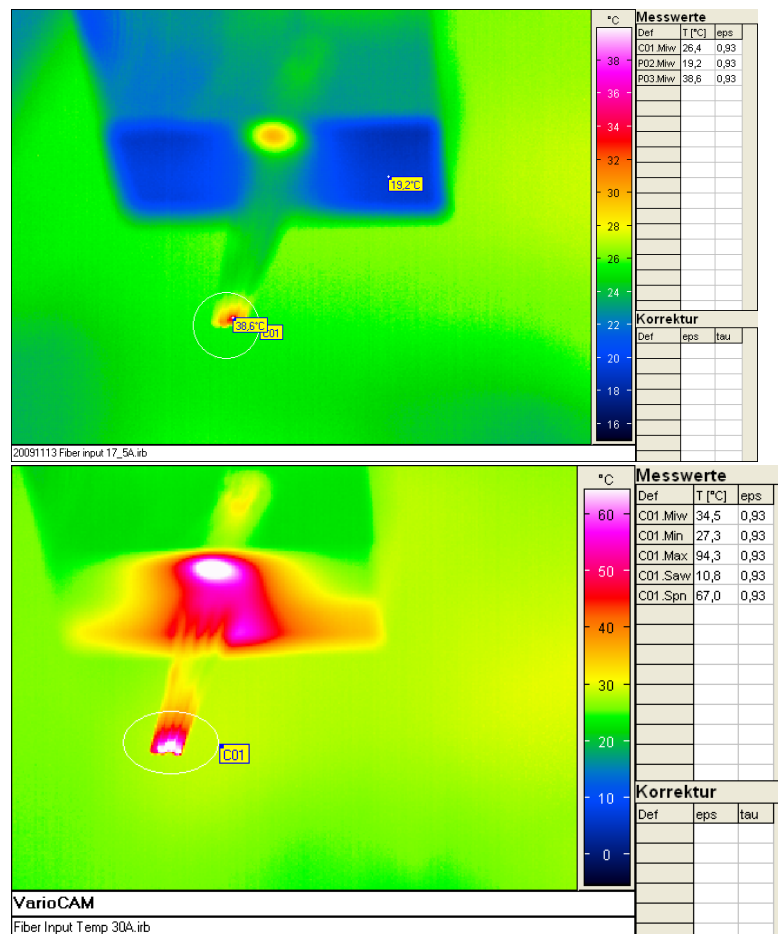
**Fig. 5.27** – Visualização do feixe homogeneizado à saída das fibras ópticas

Os resultados experimentais de transmissão do sistema de homogeneização de radiação de bombeamento encontram-se expressos na Fig. 5.28. A correspondente temperatura da extremidade de entrada das fibras foi medida através de uma câmara térmica.



**Fig. 5.28** – Resultados experimentais e simulados de transmissão de radiação através das fibras ópticas e respectiva temperatura medida nas fibras

Pela observação da Fig. 5.28, conclui-se que 80% da potência de bombeamento é transmitida à saída das fibras ópticas. No entanto, a curva experimental encontra-se ligeiramente abaixo do previsto. Na origem desta diferença poderão estar perdas de eficiência de colecção devido à existência de uma fibra em condições de funcionamento não ideais. Devido ao reduzido diâmetro das fibras, poderão verificar-se também alguns erros de alinhamento. Devido às características especificadas pelo fabricante das fibras ópticas utilizadas, que definem como temperatura máxima admissível 125°C, a potência de bombeamento foi limitada a 450W, quando se mediu a temperatura nas fibras de 96°C. Como se pode observar pela Fig. 5.29, a fibra danificada apresenta uma temperatura significativamente mais alta que as restantes fibras. Optou-se por não aumentar mais a potência de bombeamento para evitar a possível danificação de componentes.



**Fig. 5.29** – Medição da temperatura nas fibras ópticas para 100W e 450W de potência de bombeamento

Os trabalhos experimentais vão no entanto continuar com o desenvolvimento do sistema utilizando fibras ópticas com um diâmetro de 1,7mm devido à maior facilidade de acoplamento da radiação de bombeamento e à menor fragilidade. As fibras seleccionadas pertencem à empresa Fiberware com a referência AS1700/2380 IR S e possuem uma abertura numérica de 0,26 e uma temperatura máxima admissível de 900°C, o que leva a prever que os resultados serão significativamente melhorados, mesmo em potências mais altas.

# *Capítulo 6*

## **6. MODELAÇÃO E RESULTADOS DE NOVAS CAVIDADES PARA LASERS DE ESTADO SÓLIDO**

Este capítulo é dedicado à apresentação de trabalhos desenvolvidos durante a presente tese de doutoramento nas áreas dos lasers solares e lasers díodos. Descrevem-se sucintamente os procedimentos de implementação numérica e prática seguidos durante esses trabalhos. Os objectivos comuns em todos os trabalhos desenvolvidos são a procura de meios de otimizar a eficiência laser, melhorar a qualidade de feixe laser, a redução ou eliminação das perdas de eficiência devido a erros de alinhamento dos componentes e a obtenção de sistemas de simples implementação.

No caso dos lasers solares, devido às características da radiação de bombeamento, proveniente do Sol, existem aspectos que limitam a proliferação destes equipamentos no mercado. Possuir um sistema que concentre a radiação num ponto fixo de um local conveniente é essencial. No entanto, os movimentos de rotação e translação do planeta Terra relativamente ao Sol, resultam na existência de erros de seguimento e consequentemente em perdas de eficiência e até interrupções na emissão laser. O alinhamento preciso do concentrador relativamente ao Sol é determinante para a qualidade de feixe laser. Uma vez que o sistema tem obrigatoriamente que se movimentar para se manter alinhado com o sol, os modos de oscilação laser apresentam tipicamente muita instabilidade. A correspondência entre o espectro de emissão do Sol e o espectro de absorção do meio activo considerado é também um factor determinante neste tipo de lasers e que não pode deixar de ser levado em conta na sua fase de desenvolvimento.

No caso dos laser díodos, dado que é uma tecnologia em forte expansão, existe um enorme investimento nesta área e muita investigação científica a decorrer. A pressão imposta pela indústria, que necessita de equipamentos fiáveis e a baixo custo impulsiona o

desenvolvimento muito rápido deste tipo de tecnologia. A dificuldade na obtenção de qualidade de feixe muito alta, mantendo uma alta eficiência, no entanto persiste.

Propõe-se neste capítulo soluções inovadoras para aplicação em lasers solares e lasers de díodos. A metodologia de modelação numérica desenvolvida e confrontada com ensaios experimentais, juntamente com a experiência acumulada na fabricação e moldagem de guias de onda e fibras ópticas, nomeadamente no que respeita aos lasers solares, permitiu que tenham surgido algumas ideias que já foram discutidas anteriormente nesta tese, relativamente aos lasers de disco.

Todos os trabalhos sucintamente descritos neste capítulo foram publicados em revistas internacionais ou apresentados em congressos internacionais, ao longo do tempo de elaboração do Doutoramento.

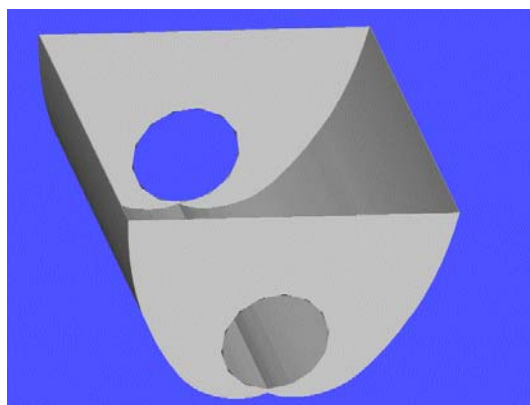
No domínio dos lasers solares, foram implementadas diferentes cavidades de bombeamento recorrendo a guias de onda e fibras ópticas no laboratório de lasers e optoelectrónica do CEFITEC na FCT-UNL. Os resumos das comunicações efectuadas pelo autor da presente dissertação na área dos lasers solares e lasers de díodos apresentam-se neste capítulo e encontram-se listadas em seguida.

- Laser solar de Nd:YAG com excelente capacidade de compensação de erros de seguimento<sup>91</sup>
- Melhoramento simultâneo da qualidade de feixe laser e da capacidade de compensação de erros de seguimento em lasers solares com guias de onda<sup>90</sup>
- Produção de laser de estado sólido com transmissão por fibras ópticas e concentração de energia solar<sup>89</sup>
- Melhoria de desempenho de lasers solares utilizando uma cavidade de bombeamento elíptica truncada<sup>85, 87</sup>
- Laser solar de alta eficiência de conversão bombeado através de uma cavidade com guias de onda / CPC bidimensional<sup>84,86</sup>
- Melhoria significativa na potência laser  $TEM_{00}$  de um laser solar através de um esquema de guias e onda e cavidade elíptica<sup>82,83</sup>
- Bombeamento com laser díodos de um laser de estado sólido através de um CPC bidimensional e uma cavidade elíptica com elementos ópticos interventivos<sup>88</sup>



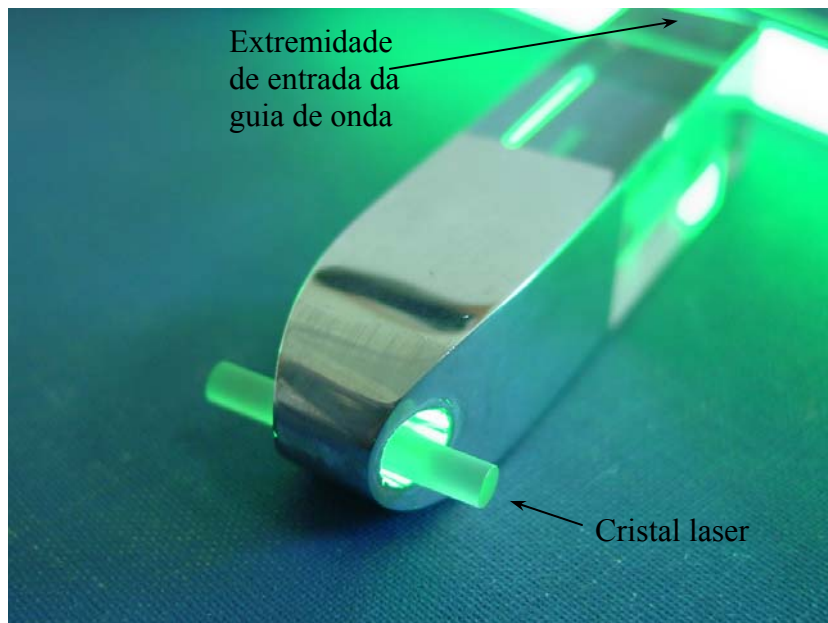
## 6.1. LASER SOLAR DE Nd:YAG COM EXCELENTE CAPACIDADE DE COMPENSAÇÃO DE ERROS DE SEGUIMENTO

Tradicionalmente, os lasers solares são desenhados de forma a que o cristal laser seja bombeado com energia solar lateralmente através de um CPC bidimensional<sup>95</sup> (Compound Parabolic Concentrator), cuja ilustração se encontra na Fig. 6.1. A radiação solar que entra na abertura do CPC é concentrada para um foco onde é colocado o cristal laser. No entanto, verifica-se que a cavidade de ressonância dos lasers solares que usam cavidades deste tipo, apresentam um elevado grau de instabilidade devido à falta de precisão com que o concentrador solar segue o Sol. A distribuição de radiação de bombeamento no interior do cristal modifica-se com o movimento irregular do sistema de seguimento solar, resultando na redução da eficiência do laser ou mesmo na interrupção do funcionamento do mesmo.



**Fig. 6.1** – Ilustração de um CPC bidimensional

Dado que a distribuição de radiação no foco do concentrador solar é aproximadamente Gaussiana, propõe-se uma forma de inicialmente homogeneizar a radiação de bombeamento e posteriormente transmiti-la ao cristal, reduzindo drasticamente a sensibilidade de operação laser com os erros de alinhamento do concentrador solar. A Fig. 6.2 ilustra o sistema proposto. A radiação focada pelo concentrador solar é colectada pela extremidade de entrada de uma guia de onda quadrangular (14mm  $\times$  14mm) em sílica fundida, que a transmite e simultaneamente a homogeneiza ao longo do seu comprimento. A extremidade de saída da guia de onda possui um polimento apropriado, com a forma APC (*Averaging Pump Cavity*) - CPC<sup>91</sup>, que tendo em conta a abertura numérica da radiação que se propaga no seu interior, direcciona a radiação homogénea para o cristal laser. As faces laterais da extremidade de saída da guia de onda possuem um revestimento de prata protegida, para reflectir a radiação para o cristal laser.

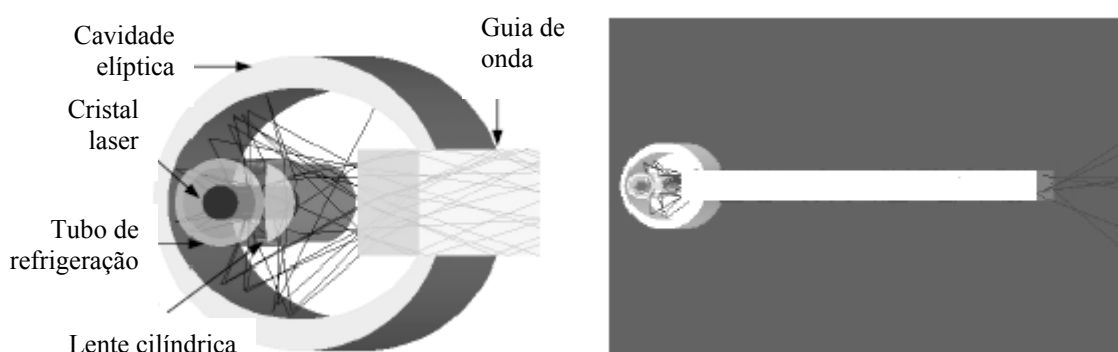


**Fig. 6.2** – Ilustração do APC-CPC proposto

O sistema proposto foi modelado no software ZEMAX<sup>®</sup> onde se estudou a influência dos erros de alinhamento do sistema de seguimento solar na distribuição da radiação incidente no cristal laser. Verificou-se que a distribuição volumétrica de absorção no cristal é insensível a pequenas deslocamentos do foco do concentrador solar em relação à posição da extremidade da guia de onda, devido ao processo de seguimento solar. Comparativamente às cavidades convencionais 2D-CPC, constata-se que a eficiência de acoplamento melhora com a aplicação de um APC-CPC dielétrico. Para uma potência concentrada de 1240W no foco, estima-se que a potência absorvida pelo cristal de Nd:YAG com 4mm de diâmetro é cerca de 500W. A potência laser de saída medida, para um acoplador de saída com 94% de reflectividade é de 11W.

## 6.2. MELHORAMENTO SIMULTÂNEO DA QUALIDADE DE FEIXE LASER E DA CAPACIDADE DE COMPENSAÇÃO DE ERROS DE SEGUIMENTO EM LASERS SOLARES COM GUIAS DE ONDA<sup>90</sup>

É proposta uma nova cavidade de bombeamento para lasers solares utilizando uma guia de onda de sílica fundida. A guia de onda quadrangular com  $12\text{mm} \times 12\text{mm}$  de área de entrada colecta a radiação concentrada por um concentrador parabólico com 150cm de diâmetro e 67cm de distância focal, homogeneiza-a ao longo do seu comprimento e transmite-a através das leis de reflexão interna total e de refração à primeira linha focal de uma cavidade elíptica bidimensional. O cristal laser é colocado ao longo da segunda linha focal da cavidade elíptica, onde se forma a imagem da primeira linha focal. Através da utilização de uma lente cilíndrica junto ao tubo de refrigeração do cristal laser, é possível aumentar a eficiência de transferência e otimizar a distribuição de ganho no interior do cristal.



**Fig. 6.3** – Ilustração da cavidade de bombeamento elíptica proposta

A potência medida à saída da guia de onda é de 960W, correspondendo a uma eficiência de transmissão de 80% pela guia de onda. Verifica-se que a radiação medida à saída da guia de onda varia apenas 0,9% para um erro de alinhamento da guia de onda com o foco do espelho parabólico de 2mm. A guia de onda proposta baseia-se nos estudos comparativos que se realizaram entre uma cavidade elíptica truncada e uma cavidade CPC<sup>96, 97</sup>, onde se conclui que a cavidade elíptica apresenta uma eficiência de acoplamento superior quando a fonte de bombeamento possui menos do dobro do diâmetro do cristal laser. A modelação numérica do sistema foi efectuada em ZEMAX<sup>®</sup> segundo as seguintes considerações:

Os componentes ópticos envolvidos na cavidade de bombeamento, como a guia de onda, a lente cilíndrica e o tubo de refrigeração possuem revestimentos de anti-reflexão por forma a aumentar a eficiência de transferência.

O foco de radiação de bombeamento tem um perfil aproximadamente Gaussiano, tal como o observado no foco do espelho parabólico.

Os parâmetros óptimos da cavidade de bombeamento definem que a cavidade elíptica possua 16mm de comprimento e os parâmetros referentes à elipse sejam  $a = 15$  e  $b = 13$ . A cavidade elíptica possui uma abertura com as dimensões da guia de onda, ou seja,  $12\text{mm} \times 12\text{mm}$  para que seja possível a sua introdução no interior da cavidade. A distância focal da lente cilíndrica é de 8mm. Considerou-se uma reflectividade de 99% para todos os componentes reflectores.

Foram testados dois cristais laser de Nd:YAG com dopagem de 1,1% e com diâmetros diferentes, 4mm e 6,35mm e com o mesmo comprimento de 25mm. Não foi considerado qualquer tipo de revestimento de anti-reflexão para os cristais laser. O cristal foi colocado na segunda linha focal da cavidade elíptica, a uma distância de 17mm da primeira linha focal. A eficiência de transferência é definida como a razão entre a potência medida no interior do cristal laser e a potência disponível no foco do espelho parabólico.

Apresentam-se no Quadro 6.1 os resultados obtidos por traçado de raios das eficiências de transferência para diferentes cristais laser e diferentes diâmetros do detector no interior do cristal laser.

		Diâmetro do detector	6,35mm	5mm	4mm	3mm	2mm	1mm
Cristal laser com 6,35mm de diâmetro	Com revestimentos		91,8%	62,7%	52,9%	39,1%	25,5%	11,7%
	Sem revestimentos		92,5%	66,9%	51,3%	36,3%	22,9%	10,5%
	CPC		96,4%	68,6%	52,3%	36,0%	21,0%	8,6%
Cristal laser com 4mm de diâmetro	Com revestimentos		-	-	87,6%	68,0%	45,8%	21,1%
	Sem revestimentos		-	-	82,6%	63,4%	40,5%	18,3%
	CPC		-	-	79,7%	61,2%	35,5%	13,9%

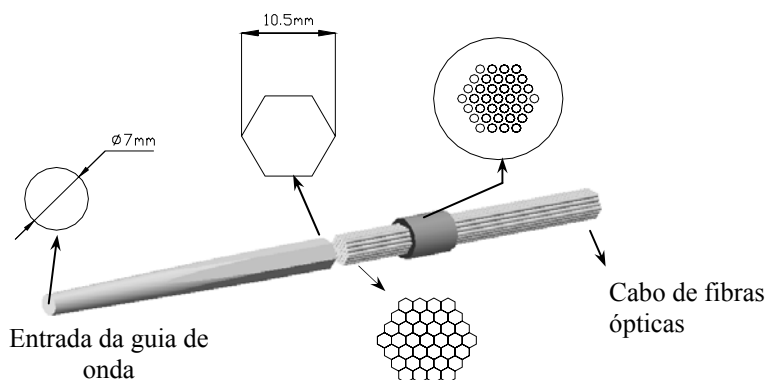
**Quadro 6.1** – Eficiência de transferência variando o diâmetro do detector no interior dos cristais laser com 6,35mm e 4mm

Pela análise do quadro, constata-se que a cavidade elíptica com lente cilíndrica é a mais eficiente na produção de laser  $TEM_{00}$  dado que é a que apresenta uma eficiência de transferência superior quando o diâmetro do detector é 1mm. Verifica-se também que o cristal laser com menor diâmetro absorve cerca do dobro da radiação de bombeamento relativamente ao cristal de maior diâmetro. É de referir que a redução do diâmetro do cristal laser tem vários benefícios, entre os quais, a maior resistência a tensões causadas termicamente, os modos de ordem superior são eliminados, aumentando a qualidade laser. Verifica-se uma clara superioridade da cavidade de bombeamento elíptica em relação ao CPC. As propriedades de formação de imagem da cavidade elíptica resultam numa alta eficiência de transferência entre a fonte de bombeamento e o cristal laser, quando estes se encontram posicionados ao longo das linhas focais sendo mais eficiente do que o CPC enquanto as dimensões da fonte de bombeamento são inferiores ao dobro do diâmetro do cristal laser. A introdução de um tubo de refrigeração implica, no caso do CPC, o redimensionamento da cavidade. No caso da cavidade elíptica, essa desvantagem não se verifica. Pelo contrário, devido às características de refração do material do tubo de refrigeração e da água que nele circula, a intensidade de bombeamento é melhorada tanto quantitativa como qualitativamente. A não utilização de revestimentos AR e HR nos componentes ópticos resulta numa ligeira perda de eficiência. A análise da distribuição de ganho no interior do cristal laser revelou que a cavidade elíptica, devido às suas características de formadora de imagem, apresenta distribuições de ganho tipicamente mais focadas do que a cavidade CPC. A aplicação da lente cilíndrica resulta num melhor acoplamento da radiação de bombeamento para o cristal laser.

### 6.3. PRODUÇÃO DE LASER DE ESTADO SÓLIDO COM TRANSMISSÃO POR FIBRAS ÓPTICAS E CONCENTRAÇÃO DE ENERGIA SOLAR

Devido à baixa eficiência típica dos lasers solares, causada pela baixa sobreposição entre o espectro de emissão solar e os espectros de absorção do material mais utilizado nestes lasers (Nd:YAG), estes equipamentos possuem poucas aplicações na indústria, limitando a sua aplicação às necessidades da tecnologia espacial. A investigação em lasers solares tem, consequentemente sido direccionada para o aumento da eficiência laser, deixando para segundo plano aspectos como a qualidade de feixe, homogeneidade de bombeamento e flexibilidade/versatilidade dos sistemas. Tradicionalmente, um laser solar é composto por dois estágios. Um primeiro estágio composto por um concentrador primário (normalmente um espelho parabólico) e um segundo estágio de concentração conseguida por um CPC. Assim, os componentes da cabeça laser têm obrigatoriamente que se encontrar numa zona muito próxima ou mesmo directamente no foco do concentrador primário. O transporte eficiente de radiação solar concentrada para uma zona afastada do foco do espelho primário foi já anunciado<sup>98</sup>, representando um enorme avanço na investigação de lasers solares.

Introduz-se neste trabalho um novo esquema de bombeamento, utilizando um cabo de 37 fibras ópticas e uma guia de onda homogeneizadora da radiação de bombeamento. Utilizou-se um espelho parabólico com 150cm de diâmetro e 67cm de distância focal para concentrar a radiação solar na face de entrada da guia de onda com 12cm de comprimento, 7mm de diâmetro de entrada e 10,5mm de diâmetro máximo de saída (hexagonal).



**Fig. 6.4** – Sistema de acoplamento eficiente de radiação solar a um cabo de fibras ópticas

A diferença entre o diâmetro de entrada e de saída da guia de onda permite reduzir a abertura numérica da radiação incidente de 37° para 23°, coincidindo com a abertura numérica das fibras ópticas. A radiação que é acoplada às fibras ópticas é homogênea pela acção da guia de

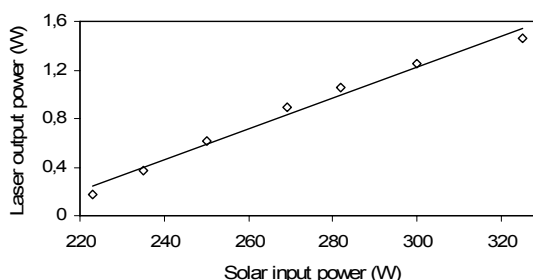
onda com face de saída hexagonal, resultando que cada fibra óptica transporta a mesma quantidade de potência. O polimento hexagonal da entrada de cada fibra óptica<sup>99</sup>, assegura um acoplamento compacto e mais eficiente do que o proporcionado por fibras ópticas de entrada circular. A Fig. 6.4 ilustra o esquema de acoplamento da radiação solar concentrada às fibras ópticas que transmitem a radiação ao cristal laser.

Devido ao diâmetro de entrada da guia ser inferior ao diâmetro do foco solar, apenas uma fração da energia solar concentrada é colectada e transmitida pela guia de onda. Calculou-se o factor de intercepção entre o foco e o transformador de ângulos, verificando-se uma dependência significativa com o ângulo de incidência.

A dependência da eficiência de transmissão das fibras ópticas com o ângulo de incidência foi medida em laboratório. A flutuação da energia solar durante cada período de medição (vários minutos) é inferior a 2%. Devido à absorção UV e IR do espectro solar, a eficiência para o ângulo de 0° é de apenas 89%. Observa-se uma redução de 50% para o ângulo de entrada de 23°. As extremidades de saída das fibras ópticas foram dispostas num arranjo semi-cilíndrico por intermédio de um suporte em forma de arco em alumínio (Fig. 6.5 (a)).



(a)



(b)

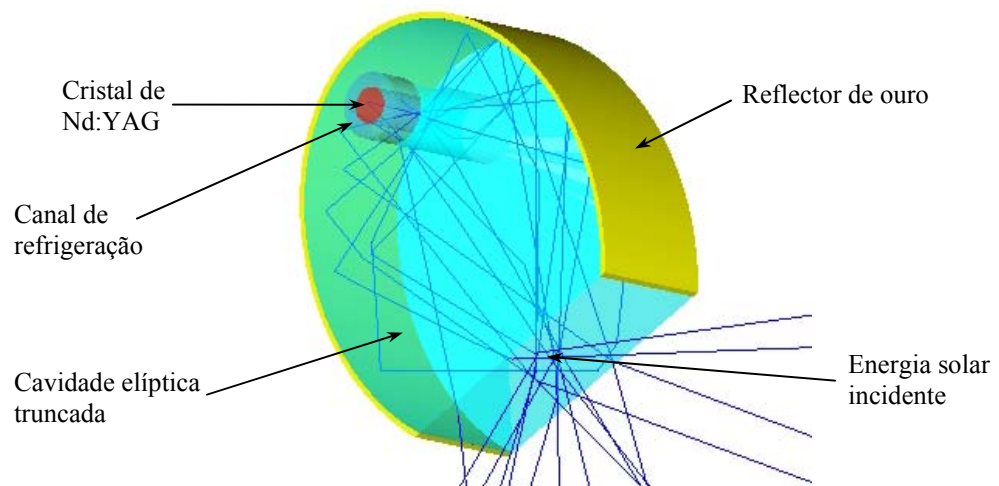
**Fig. 6.5** – (a) Fotografia do acoplamento entre a extremidade de saída das fibras ópticas e a cabeça laser e (b) resultados de emissão laser

A saída das fibras ópticas é disposta numa matriz de  $9 \times 4$  fibras que encostam ao tubo de refrigeração do cristal laser. Como forma de aumentar a capacidade de focagem de cada fibra, as extremidades de saída possuem um polimento de forma a aproximar uma lente convexa. Foi usado um reflector em ouro na parte posterior do cristal para fornecer ao sistema uma segunda passagem de radiação pelo cristal. Utilizou-se um cristal de Nd:YAG com 4mm de diâmetro. Obteve-se uma potência de saída de 1,46W para 1064nm, correspondendo a uma eficiência de 0,5% (Fig. 6.5 (b)).

São esperadas melhorias significativas na eficiência de transferência bem como na homogeneidade de bombeamento através do uso de fibras com  $NA = 0,66$  que circundem a totalidade do cristal laser.

#### 6.4. MELHORIA DO DESEMPENHO DE LASERS SOLARES UTILIZANDO UMA CAVIDADE DE BOMBEAMENTO ELÍPTICA TRUNCADA

O principal desafio dos lasers solares é duplicar a eficiência do sistema relativamente ao valor actual para o Nd:YAG ( $6.7\text{W/m}^2$ )<sup>100</sup> e simultaneamente melhorar a qualidade de feixe. Neste sentido, é proposta uma cavidade elíptica truncada em sílica fundida. Com base no concentrador primário descrito anteriormente, a superfície de entrada da cavidade elíptica é colocada directamente no foco do espelho parabólico. Ao atravessar a interface ar-sílica, a radiação concentrada no foco com um ângulo de  $60^\circ$  são refractados e passam a propagar-se com um ângulo de  $36^\circ$  no interior da cavidade elíptica. Através de reflexões na superfície reflectora de ouro e da lei de reflexão interna total nas superfícies laterais da cavidade elíptica, a energia solar é eficientemente transferida da primeira linha focal, que é co-planar com a superfície de entrada da cavidade, para a segunda linha focal, na qual está montado o cristal activamente refrigerado por água. Para um cristal de Nd:YAG com 4mm de diâmetro, 30mm de comprimento e 1,1% de  $\text{Nd}^{3+}$ , a distribuição volumétrica de potência absorvida exhibe simetria rotacional. A absorção é máxima no centro do cristal, favorecendo a extração de  $\text{TEM}_{00}$ .



**Fig. 6.6** – Cavidade elíptica truncada em sílica fundida com reflector de ouro

Considerando o espectro de emissão solar e o espectro de absorção do Nd:YAG, analisou-se através da técnica de traçado de raios não sequencial tridimensional, a eficiência de transferência e de absorção do sistema laser descrito. Verificou-se que, para a aplicação proposta, os parâmetros óptimos da cavidade elíptica são  $a = 25\text{mm}$ ,  $b = 19\text{mm}$  e  $h = 16\text{mm}$ . A distribuição volumétrica de potência absorvida foi depois modelada no software LASCAD<sup>®</sup>



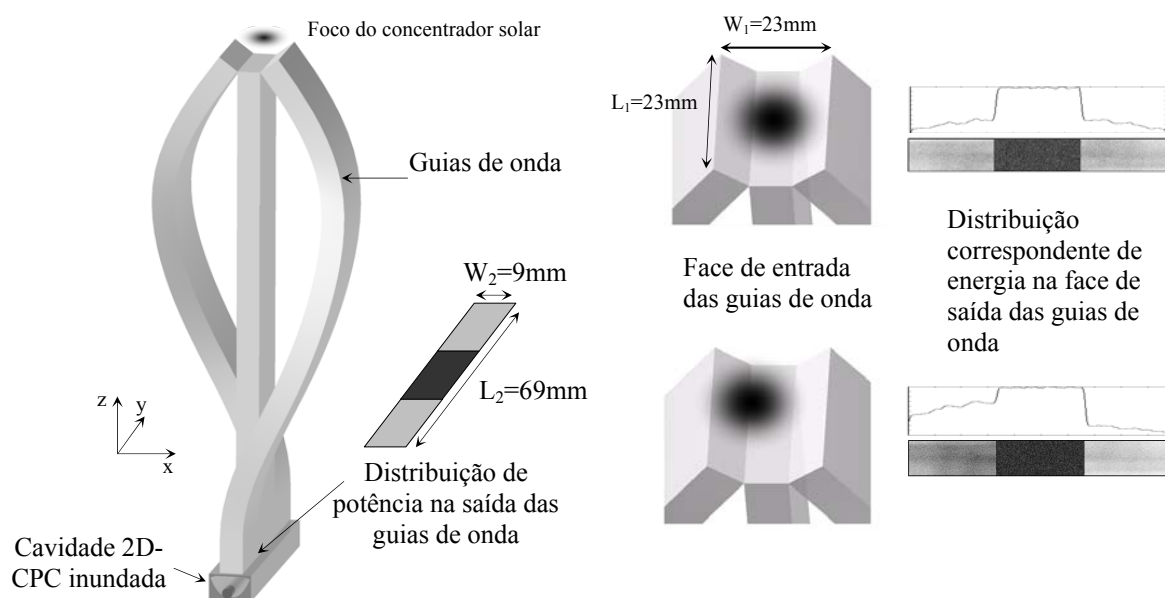
para otimização da cavidade de ressonância. Para uma cavidade de ressonância com 430mm de comprimento, 2% de perdas e um espelho acoplador de saída plano com reflectividade de 96%, a potência laser multimodo e TEM<sub>00</sub> bem como os factores  $M_x^2$  e  $M_y^2$  encontram-se no Quadro 6.2. Foram testados cristais com vários diâmetros entre 2mm e 5mm. A potência maximizada é obtida para um cristal com 4mm de diâmetro, correspondendo a uma eficiência de transferência de 10,5W/m<sup>2</sup>.

Diâmetro do cristal	2mm	3mm	4mm	5mm
Potência laser multimodo (W)	10.0	14.9	18.7	18.5
$M_x^2 / M_y^2$	6.02 / 6.17	12.3 / 12.8	19.6 / 21.5	27.4 / 31.4
TEM <sub>00</sub> laser power (W)	4.25	3.37	2.69	2.13

**Quadro 6.2** – Desempenho da cavidade para cristais de Nd:YAG com diferentes diâmetros

## 6.5. LASER SOLAR EFICIENTE ATRAVÉS DO USO DE UMA CAVIDADE DE BOMBEAMENTO COM GUIAS DE ONDA / CPC BIDIMENSIONAL

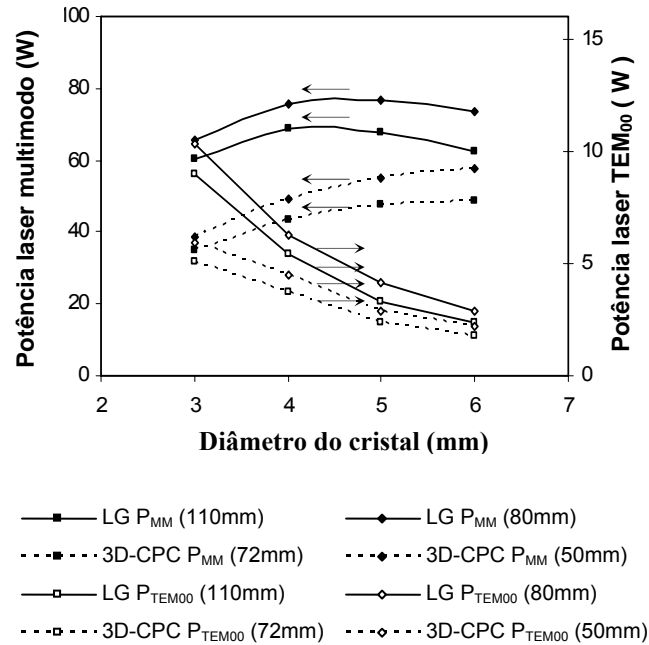
Desde a invenção do primeiro laser solar<sup>101</sup>, a melhoria da eficiência laser tem sido sempre o maior objectivo na área dos lasers solares. Propõe-se neste trabalho um sistema simples de captura e transmissão de energia solar com guias de onda de sílica fundida. O sistema proposto (Fig. 6.7) consiste num arranjo de três guias de onda de sílica fundida de secção individual rectangular com  $9\text{mm} \times 3\text{mm}$ , através do qual a radiação solar concentrada é eficientemente colectada, transmitida e transformada numa área rectangular com  $9\text{mm} \times 69\text{mm}$  de área. Através do segundo estágio da cavidade, formado por um CPC bidimensional inundado com água, o acoplamento da radiação para o cristal é facilitado.



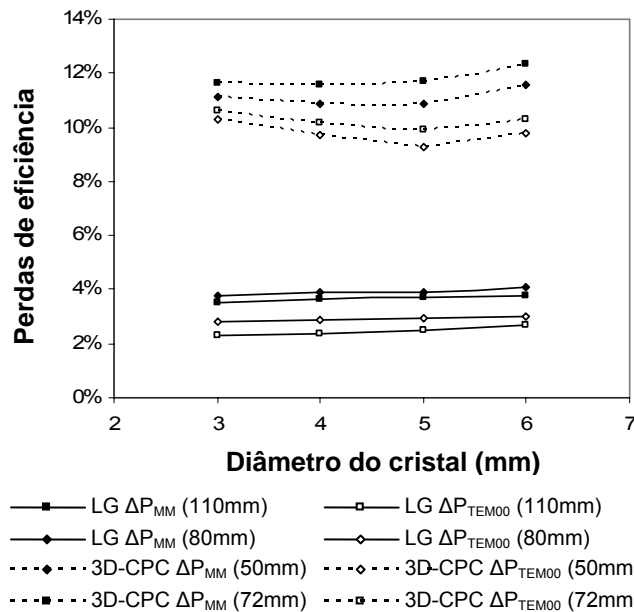
**Fig. 6.7** – Cavidade de guias de onda e CPC bidimensional

A utilização da configuração com guias de onda proposta permite a utilização de cristais laser mais longos e com diâmetros inferiores. Pode-se verificar pela Fig. 6.7 que este sistema fornece também a capacidade de compensar erros de alinhamento e seguimento solar, dado que a distribuição de radiação absorvida pelo cristal se move apenas ao longo do seu eixo de simetria longitudinal. A refrigeração do cristal laser é efectuada pela circulação de água no interior do concentrador CPC bidimensional. Desta forma, o ângulo de incidência da radiação é reduzido devido ao índice de refração da água, e deixa de haver necessidade de colocação de um tubo de refrigeração tipicamente usado em cavidades CPC. Foram efectuadas comparações, através da técnica de traçado de raios não sequencial tridimensional, entre o

sistema típico que utiliza uma cavidade 3D-CPC/2D-CPC<sup>100</sup> e o sistema proposto revelando uma melhoria de cerca de 73% em potência laser multimodo para um cristal de 4mm de diâmetro (Fig. 6.8). Relativamente à potência laser TEM<sub>00</sub> verifica-se uma melhoria superior a 100% para um cristal com 3mm de diâmetro. Como se pode constatar na Fig. 6.9, as perdas devido a erros de seguimento solar e de alinhamento são significativamente inferiores para o sistema proposto e verifica-se que são estáveis independentemente do diâmetro do cristal.

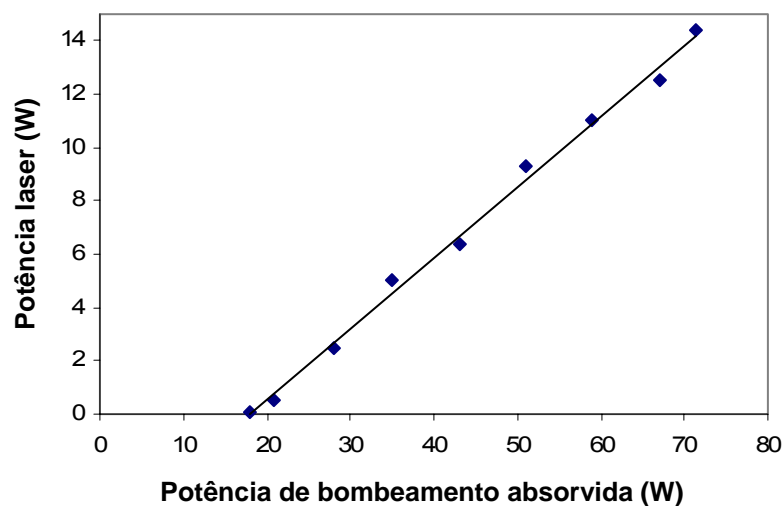


**Fig. 6.8** – Potência laser multimodo e TEM<sub>00</sub> calculada numericamente em função do diâmetro do cristal para as duas configurações em estudo (versão não otimizada e versão otimizada)



**Fig. 6.9** – Perdas de eficiência causadas por erros de seguimento solar e alinhamento em função do diâmetro do cristal para as duas configurações em estudo (versão não otimizada e versão otimizada)

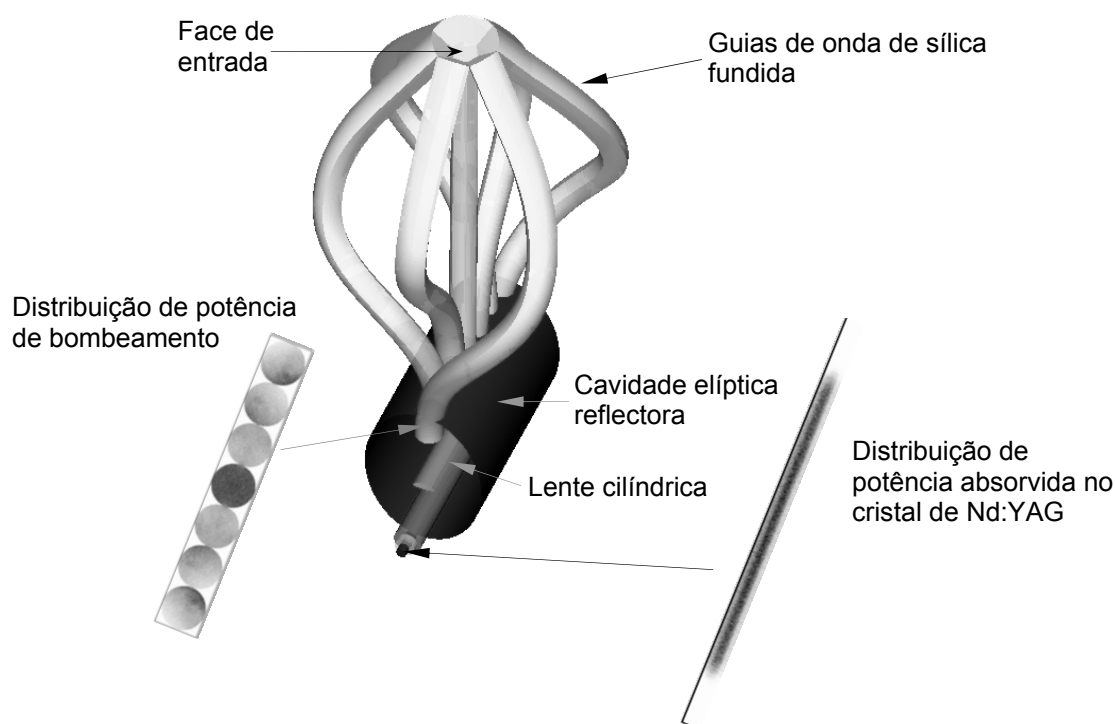
Para validação dos resultados modelados, foi construído um pequeno protótipo do sistema proposto. O cristal utilizado possui 3mm de diâmetro e 76mm de comprimento. Encontram-se ilustrados na Fig. 6.10 os resultados experimentais do esquema de bombeamento verificando-se uma eficiência de conversão de  $8,1\text{W/m}^2$ . Desta forma confirma-se a validade do sistema para altas potências.



**Fig. 6.10** – Cavity de guias de onda e CPC bidimensional

## 6.6. MELHORIA SIGNIFICATIVA NA POTÊNCIA LASER TEM<sub>00</sub> DE UM LASER SOLAR ATRAVÉS DE UM ESQUEMA DE GUIAS E ONDA E CAVIDADE ELÍPTICA

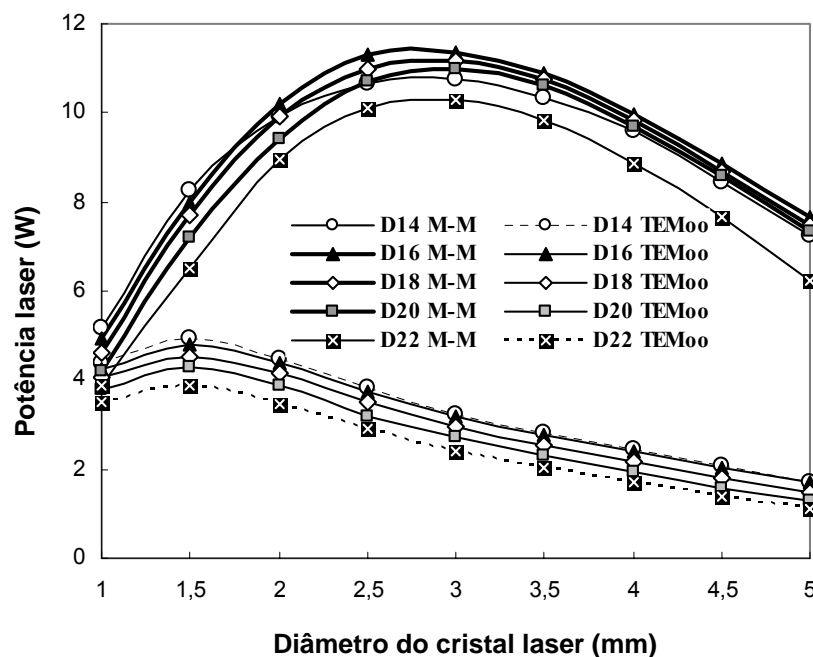
Os desenvolvimentos recentes com lentes de fresnel e meios activos cerâmicos dopados com crómio revitalizaram a investigação na área dos lasers solares. O sistema de concentração de radiação solar utilizado consiste num helióstato que direcciona a radiação solar para um espelho parabólico estacionário. Considerando o valor de  $900\text{W/m}^2$  para a irradiância solar na Terra, através do concentrador solar utilizado,  $1210\text{W}$  de potência solar são concentrados com um ângulo máximo de  $60^\circ$  no seu foco de  $8\text{mm}$  de diâmetro. Propõe-se neste trabalho uma nova cavidade de bombeamento (Fig. 6.11) com guias de onda de sílica fundida, que colecta a radiação solar concentrada através de uma área total de entrada com forma aproximadamente hexagonal e a transforma numa área de saída aproximadamente rectangular.



**Fig. 6.11** – Cavidade com guias de onda e cavidade elíptica bidimensional reflectora

Através da cavidade elíptica reflectora e da lente cilíndrica colocada junto ao tubo de refrigeração do cristal, a radiação de bombeamento proveniente das guias de onda posicionadas na primeira linha focal é direccionada eficientemente para a segunda linha focal onde se localiza o cristal de Nd:YAG. Os parâmetros da cavidade que optimizam a potência

laser emitida foram calculados através dos softwares ZEMAX<sup>®</sup> e LASCAD<sup>®</sup>. A Fig. 6.12 ilustra a dependência da potência laser emitida com o diâmetro do cristal laser e com o diâmetro da face de entrada do grupo de guias de onda, que colecta a radiação solar. Pode-se verificar que a potência laser TEM<sub>00</sub> é máxima quando a área de entrada é inferior. No entanto, o sistema torna-se mais sensível a erros de seguimento solar ou alinhamento. uma melhoria significativa. O sistema é otimizado para TEM<sub>00</sub> através do uso de um cristal de 1,5mm de diâmetro e um diâmetro de entrada das guias de onda de 14mm com uma potência de 4,8W. No caso do laser multimodo, verifica-se que o valor óptimo de potência (11,32W) obtém-se quando o cristal laser possui um diâmetro de 2,5mm e o diâmetro de entrada é 16mm.



**Fig. 6.12** – Potência laser em função do diâmetro do cristal para vários diâmetros da face de entrada das guias de onda

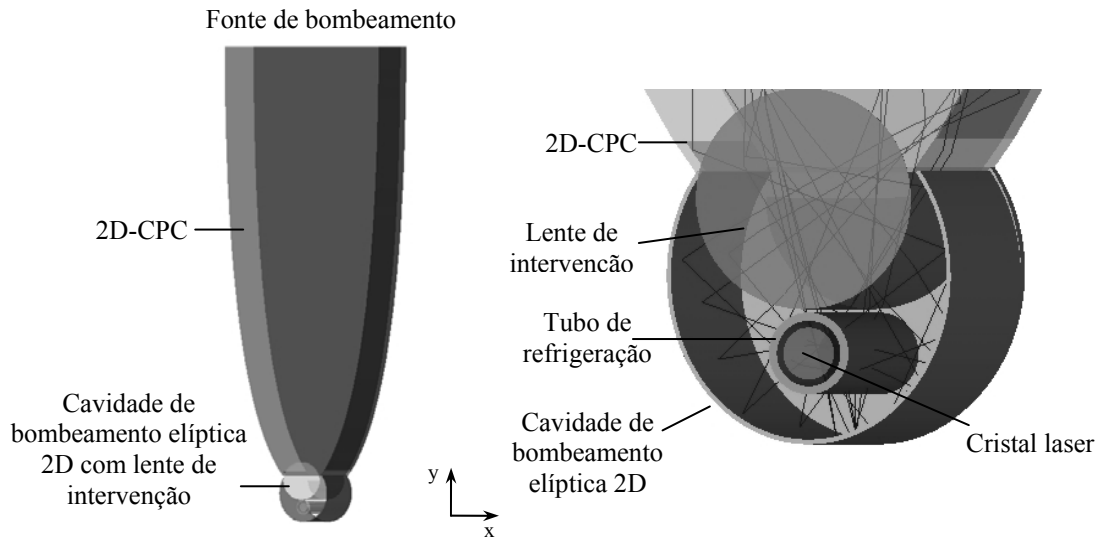
Os ensaios experimentais indicam que a cavidade proposta apresenta uma excelente capacidade de focagem da radiação de bombeamento para a zona central do cristal laser, localizado na segunda linha focal da cavidade elíptica. Foram medidos cerca de 980W de potência na face de saída das guias de onda, correspondendo a 81% de eficiência de transmissão com um ângulo da radiação de 45° medido à saída das guias de onda.

## **6.7. BOMBEAMENTO COM LASER DÍODOS DE UM LASER DE ESTADO SÓLIDO ATRAVÉS DE UM CPC BIDIMENSIONAL E UMA CAVIDADE ELÍPTICA COM ELEMENTOS ÓPTICOS INTERVENTIVOS**

Ao longo dos últimos anos, a investigação de lasers de estado sólido encontra-se direccionada para a obtenção de alta eficiência, excelente qualidade de feixe e longos tempos de operação, substituindo as tradicionais fontes de bombeamento (lâmpadas de descarga) por módulos de lasers díodos. A alta eficiência é obtida principalmente pela óptima sobreposição entre o espectro de emissão do laser díodos e o espectro de absorção do meio activo, geralmente através de uma configuração de bombeamento pela extremidade de um cristal laser de forma cilíndrica. No caso de meios activo de forma cilíndrica, as configurações de bombeamento pela extremidade e de bombeamento lateral de proximidade (*close-coupled*) são as oferecem melhor qualidade de feixe. No entanto, verificam-se limitações no que respeita ao aumento de potência devido à dificuldade em focar a radiação de uma forma eficiente para o meio activo. A expansão de sistemas laser para o regime de altas potências é em geral mais simples com a configuração de bombeamento pela extremidade. Pretende-se portanto obter uma cavidade de bombeamento que concentre eficientemente a radiação proveniente de vários lasers díodos distribuídos ao longo de uma área significativa, relativamente às dimensões do cristal<sup>103</sup>. Os esquemas de bombeamento que melhor cumprem este objectivo assentam no princípio de não formação de imagem<sup>104</sup>. No entanto, o perfil de potência absorvida não é óptimo para a obtenção de boa qualidade de feixe laser.

Propõe-se neste trabalho um novo esquema de bombeamento lateral capaz de concentrar eficientemente a radiação proveniente de vários lasers díodos, distribuídos uniformemente ao longo de uma área plana, apresentando simultaneamente um perfil de potência absorvida adequado à obtenção boa qualidade de feixe laser. A eficiência de absorção e a distribuição de potência absorvida são analisadas por traçado de raios não sequencial tridimensional para cristais laser de diferentes diâmetros e comprimentos.

O esquema proposto, ilustrado na Fig. 6.13, baseia-se numa cavidade de bombeamento composta por dois estágios. O primeiro estágio consiste num concentrador CPC bidimensional reflector, que colecta a potência de bombeamento proveniente dos módulos de laser díodos e a direcciona para a sua extremidade de saída, coincidente com a primeira linha focal de uma cavidade elíptica bidimensional. A potência de bombeamento concentrada é em seguida direccionada para o cristal laser por refacção numa lente cilíndrica e reflexão nas paredes da cavidade elíptica bidimensional.



**Fig. 6.13** – Esquema de bombeamento proposto

Pela análise computacional do sistema proposto, podem-se tecer várias conclusões:

- A significativa capacidade de focagem da lente cilíndrica e da cavidade elíptica bidimensional garantem que a radiação de bombeamento é predominantemente absorvida pela zona central do cristal, favorecendo a emissão laser em  $TEM_{00}$ .
- A possibilidade de utilizar vários módulos de lasers díodos de uma forma compacta permite simplificar o sistema de refrigeração dos mesmos.
- A utilização da cavidade elíptica bidimensional permite aplicar um tubo de refrigeração para o cristal laser, sem necessidade de redesenhar todo o sistema e sem que se verifiquem influências negativas na performance do laser.
- O sistema pode também ser aplicado em lasers solares.



# *Capítulo 7*

## **7. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS**

O mercado dos lasers de estado sólido encontra-se em forte expansão, impulsionado pelas crescentes necessidades industriais, nomeadamente na área de micro processamento de materiais. A exigência que o mercado dos lasers coloca no seu desenvolvimento é comprovada pelo investimento que se verifica à escala global. A forte procura a nível industrial de lasers com potências mais altas, eficiências superiores e qualidade de feixe laser próximo do limite teórico, determina que a investigação científica se concentre em atingir esses objectivos. Actualmente, os lasers de disco representam um dos sistemas laser que apresentam maior versatilidade e aplicação em processamento de materiais, dado que permitem simultaneamente a obtenção de elevada potência laser, alta eficiência e excelente qualidade de feixe laser, além do seu potencial de expansão previsto. A simplicidade do conceito que se encontra na base do laser de disco dita que o seu desenvolvimento continue a ser uma prioridade para o presente e futuro, na medida em que as aplicações industriais desta tecnologia são bastante diversas.

Nesta tese foram propostos novas configurações de multipassagem e novos esquemas de reconfiguração e homogeneização da radiação de bombeamento que é absorvida pelo meio activo para aplicação no conceito de laser de disco. Os sistemas propostos foram simulados e optimizados através da técnica de análise por traçado de raios não sequencial tridimensional, a partir da qual se obtiveram resultados de eficiência de transferência, eficiência de absorção e perfil tridimensional de potência de bombeamento incidente e absorvida pelo meio activo. Através da técnica de análise de elementos finitos e do algoritmo de propagação de feixes não Gaussianos, foi possível comparar numericamente as potências laser emitidas pelos sistemas propostos com as emitidas pelos sistemas tradicionais em modo de operação de onda contínua para vários regimes de potência. Compararam-se igualmente as correspondentes qualidades de feixe laser.

As modelações efectuadas permitiram concluir que:

- As configurações propostas para multipassagem possibilitam bombear o disco com um número de passagens que permite simultaneamente maximizar a eficiência de transferência e absorção da radiação de bombeamento e a densidade de bombeamento admissível, reduzir a espessura e o nível de dopagem do disco e consequentemente reduzir o limiar de emissão laser. Desta forma, os efeitos adversos causados pelo calor aplicado ao meio activo no processo de bombeamento são efectivamente minimizados dado que o processo de refrigeração se torna mais eficiente, resultando no aumento da eficiência e da qualidade de feixe laser, bem como no aumento do seu potencial de expansão.
- As configurações propostas de multipassagem podem igualmente ser combinadas de diferentes formas, possibilitando a aplicação de uma ou várias fontes de bombeamento com características semelhantes ou distintas, que bombeiam um volume coincidente no meio activo. A densidade de potência é assim multiplicada ou o diâmetro de bombeamento dividido pelo número de fontes de bombeamento utilizadas.
- Os resultados obtidos da modelação através da análise por elementos finitos confirmam que os efeitos térmicos adversos são inversamente proporcionais ao número de passagens fornecidas pelo sistema de multipassagem, ao nível de dopagem e à espessura do meio activo. Por outro lado e para as mesmas condições de bombeamento, a eficiência laser e a qualidade de feixe são proporcionais ao número de passagens fornecidas pelo sistema. O nível de dopagem e o número de passagens do sistema definem a espessura mínima do meio activo necessária para absorver eficientemente a radiação de bombeamento, minimizar os efeitos térmicos e maximizar a eficiência de emissão laser.
- O grau de homogeneidade da radiação de bombeamento que é absorvida pelo meio activo é determinante para a eficiência laser e para a qualidade de feixe laser. A configuração proposta de homogeneização de radiação de bombeamento que utiliza uma guia de onda de três secções (cilíndrica/octogonal/cilíndrica) permite obter um perfil de bombeamento claramente mais homogéneo do que o perfil de bombeamento fornecido pelas guias de onda tradicionais. Devido ao seu diâmetro e comprimento, verifica-se no entanto uma eficiência óptica significativamente inferior.
- A configuração proposta de homogeneização de radiação de bombeamento que utiliza fibras ópticas e guia de onda permite obter um perfil de bombeamento plenamente homogéneo e nitidamente superior relativamente a qualquer outra configuração.

Adicionalmente, dado que o diâmetro da radiação de bombeamento homogeneizada através desta configuração é cerca de 1,7 vezes inferior quando comparada com a configuração tradicional, a densidade de potência é consequentemente aumentada na mesma proporção.

- Os resultados obtidos da modelação através da análise por elementos finitos confirmam a superioridade das configurações que utilizam fibras ópticas no que respeita à potência laser multimodo e  $TEM_{00}$ . Verifica-se que a eficiência óptica é cerca de 70% superior para o caso das fibras ópticas de 1,5mm de diâmetro relativamente à guia de onda cilíndrica simples.
- Ambos os sistemas de homogeneização propostos se demonstram, no entanto, mais complexos de produzir do que os sistemas tradicionais.

Os resultados das modelações dos sistemas propostos foram apresentados no IFSW (instituto detentor da invenção do laser de disco) sob a protecção de um acordo de confidencialidade. Para validação do procedimento de modelação utilizado ao longo dos trabalhos descritos nesta dissertação, e a convite do Dr. Andreas Voss, sub-director do referido instituto, foi efectuado um plano de estágio a desenvolver no Institut für Strahlwerkzeuge da Universität Stuttgart pelo período de 3 meses para familiarização do autor com os lasers de disco. Durante o estágio, foram caracterizados vários discos de Yb:YAG e foi efectuada a montagem completa de um laser de disco. Foram executados ensaios de emissão laser no regime de baixas potências, tendo sido posteriormente confrontados com os resultados da modelação mostrando elevada concordância, e tendo consequentemente validado o procedimento de modelação adoptado pelo autor. A eficiência de declive obtida foi de 55%.

Foi proposto e modelado um sistema de focagem de radiação de bombeamento e o respectivo sistema de colimação, a serem aplicados num sistema de laser de disco de alta potência.

O sistema de homogeneização de radiação de bombeamento proposto que utiliza fibras ópticas com 1,5mm de diâmetro foi produzido no laboratório de lasers da FCT/UNL e no ISQ. O sistema foi, durante um segundo estágio de 1 mês no IFSW, integrado num sistema de laser de disco de alta potência (1kW) e qualidade de feixe  $TEM_{00}$  que se encontra em desenvolvimento. A fonte de bombeamento de alta potência (2,7kW) foi caracterizada através de medições de potência laser, temperatura e comprimento de onda. Foi implementado o sistema de focagem da radiação de bombeamento e efectuados ensaios de transmissão de

radiação de bombeamento através do sistema de fibras ópticas até 450W de potência. A homogeneidade à saída das fibras ópticas foi observada e a temperatura da extremidade de entrada foi medida ao longo do processo de aumento de potência de bombeamento. Os resultados dos ensaios são concordantes com os resultados simulados, tendo em conta que uma das fibras se danificou durante o processo de transporte e limpeza. Obteve-se uma eficiência de transmissão de cerca de 80%.

Os resultados das modelações efectuadas ao longo dos trabalhos descritos nesta dissertação são promissores no que respeita à eficiência do sistema laser e qualidade de feixe, comparativamente aos sistemas existentes.

Os resultados de transmissão e homogeneização da radiação de bombeamento de alta potência através das fibras ópticas contribuíram experimentalmente para a evolução do conceito de laser de disco.

Dado que o Doutoramento, cujo trabalho se descreve na presente dissertação, se insere no tipo “Doutoramento em empresa”, os objectivos passam também por obter resultados ao nível de patentes. Encontra-se em processo de submissão uma patente referente ao sistema de multipassagem proposto nesta dissertação, o que impossibilitou, até à data, a sua comunicação através de artigos ou apresentações em congressos.

Foi submetido em 2009 um projecto ao QREN cujo objectivo é o desenvolvimento no ISQ de um novo laser de disco, utilizando o sistema de multipassagem proposto de 64 passagens. O projecto, com o valor de 338.719,78 € teve a decisão “APROVADO” com um financiamento total de 238.450,58 € com início previsto para Maio de 2010.

### *Desenvolvimentos futuros*

- Investigação dos efeitos provocados pela aplicação de duas ou três fontes de bombeamento com comprimentos de onda distintos nas configurações de multipassagem propostas nesta dissertação.
- Investigação de materiais de espessura reduzida (ou do processo de deposição) capazes de maximizar o potencial do sistema de multipassagem de 64 passagens.
- Construção do sistema proposto de multipassagem com 2, 3 e 4 planos de bombeamento.
- Melhoria do processo de fabrico das fibras ópticas (verificou-se uma grande dificuldade na obtenção de polimentos precisos devido ao facto de o processo ser manual).
- Modelação e implementação do sistema proposto para utilização em modo de operação pulsado.
- Fabricação e polimento de novo sistema de homogeneização com fibras ópticas de 1,7mm de diâmetro e temperatura máxima admissível de 900°C, enviadas pelo IFSW à FCT/UNL, e posterior aplicação no sistema laser de disco de alta potência e qualidade de feixe TEM<sub>00</sub> no IFSW.
- Construção da guia de onda de três secções para homogeneização do feixe de bombeamento.
- Mater eventualmente uma colaboração estreita entre a FCT/UNL, o ISQ e o IFSW na área dos lasers, em particular na área dos lasers de disco.

# *Capítulo 8*

## **8. BIBLIOGRAFIA**

- <sup>1</sup> T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby”, Nature Vol. 187, pp. 493, 1960
- <sup>2</sup> K. Contag, M. Karszewski, C. Stewen, A. Giesen and H. Hugel, “Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser,” Quantum Electron., Vol. 29, No. 8, pp. 697, 1999
- <sup>3</sup> W. Streifer, D.R. Scifres, G.L. Harnagel, D.F. Welch, J. Berger and M. Sakamoto, “Advances in diode laser pumps”, IEEE. J Quantum Electronics, Vol. 24, pp. 883, 1988
- <sup>4</sup> W. A. Clarkson, “Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers,” Journal of Physics D – Applied Physics, Vol. 34, pp. 2381, 2001
- <sup>5</sup> N. Hodgson, K. Griswold, W. Jordan, S. L. Knapp, A. A. Peirce, C. C. Pohalski, E. Cheng, J. Cole, D. R. Dudley, A. B. Petersen and W. L. Nighan Jr., “High-power TEM00-mode operation of diode-pumped solid state lasers,” Proc. SPIE, Vol. 3611, pp. 119, 1999.
- <sup>6</sup> J. Machan, R. Moyer, D. Hoffmaster, J. Zamel, D. Burchman, R. Tinti, G. Holleman, L. Marabella, and H. Injeyan, "Multi-Kilowatt, High Brightness Diode-Pumped Laser for Precision Laser Machining," Tech. Dig. of ASSL, Paper AWA2, pp.263, 1998.
- <sup>7</sup> Kouznetsov, D.; Moloney, J.V., "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. 2: Broken circular symmetry," JOSAB, Vol 39, No. 6, pp. 1259, 2003.
- <sup>8</sup> C. Stewen, K. Contag, M. Larionov, A. Giesen and H. Hugel, “A 1-kW CW Thin Disc Laser,” IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., Vol. 6, No. 4, pp. 650, 2000
- <sup>9</sup> K. Contag, U. Brauch, A. Giesen, I. Johannsen, M. Karszewski, U. Schiegg, C. Stewen, and A. Voss, “Multi-hundred watt CW diode pumped Yb:YAG thin disc laser,” in Proc. Solid

State Lasers VI, SPIE, Vol. 2986, R. Scheps, Ed. Bellingham, WA: The International Society for Optical Engineering, p. 2, 1997.

<sup>10</sup> A. J. Maclean et al., “Limits on efficiency and power scaling in semiconductor disk lasers with diamond heatspreaders”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 26, No. 12, pp. 2228, 2009

<sup>11</sup> A. Ikesue and Y. L. Aung, “Ceramic laser materials,” Nat. Photon. Vol. 2, pp.721, 2008

<sup>12</sup> Koechner W, Solid-State Laser Engineering (Springer Series in Optical Science) (Berlin: Springer), 1996

<sup>13</sup> W. F. Krupke, “Ytterbium solid-state lasers – the first decade,” IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., Vol. 6, No. 6, pp. 1287, 2000

<sup>14</sup> Lacovara P., Choi H. K., Wang C. A., Aggarwal R. L., Fan T. Y., “Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser,” Opt. Lett., Vol. 16 pp. 1089, 1991

<sup>15</sup> Bruesselbach H. W., Sumida D. S., Reeder R. A., Byren R. W., “Low-heat high-power scaling using InGaAsdiode-pumped Yb:YAG lasers,” IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. Vol. 3, pp. 105, 1997

<sup>16</sup> A. Tunnermann, H. Zellmer, W. Schone, A. Giesen, K. Contag, “New concepts for diode-pumped solid-state lasers,” in: R. Diehl (Ed.), High Power Diode Lasers, vol. 78, Topics in Applied Physics, Springer, Berlin, Heidelberg, pp. 369, 2000

<sup>17</sup> A. Giesen, “Results and scaling laws of thin disk lasers,” Proceedings of SPIE, Vol. 5332, pp. 212, 2004

<sup>18</sup> A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, “Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers,” Applied Physics B—Lasers and Optics, Vol. 58 pp. 365, 1994

<sup>19</sup> Laser Technik Journal, Vol. 2, Issue 2, pp. 42

<sup>20</sup> <http://www.rp-photonics.com>

- <sup>21</sup> N. Barnes and B. M. Walsh, "Quantum efficiency measurements of Nd:YAG, Yb:YAG, and Tm:YAG," in *Advanced Solid-State Lasers*, M. Fermann and L. Marshall, eds., Vol. 68 of *Trends in Optics and Photonics Series* (Optical Society of America, 2002), paper TuB15
- <sup>22</sup> D. G. Hall, R. J. Smith, and R. R. Rice, "Pump-size effects in Nd:YAG lasers," *Appl. Opt.*, vol. 19, pp. 3041, 1980
- <sup>23</sup> D. G. Hall, "Optimum mode size criterion for low gain lasers," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 1579, 1981
- <sup>24</sup> T. Y. Fan and R. L. Byer, "Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.23, No. 5, pp. 605, 1987
- <sup>25</sup> D. Ryter, M. V. Allmen, "Intensity of hot spots in multimode laser beams," *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. 17, No. 10, 2015, 1981
- <sup>26</sup> Paolo Laporta and Marcello Brussard, "Design criteria for mode size optimization in diode pumped solid state lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.27, pp. 2319, 1991
- <sup>27</sup> S. Erhard, M. Karszewski, C. Stewen, K. Contag, A. Voss, and A. Giesen, "Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers," in *OSA Trends in Optics and Photonics*, Vol. 34, *Advanced Solid-State Laser*, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, , pp. 78, 2000
- <sup>28</sup> S. Erhard, A. Giesen, M. Karszewski, T. Rupp, C. Stewen, I. Johannsen, and K. Contag, "Novel pump design of Yb:YAG thin disc laser for operation at room temperature with improved efficiency," in *OSA Trends in Optics and Photonics*, Vol. 34, *Advanced Solid-State Laser*, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 38, 2000
- <sup>29</sup> Diening A., Dicks B-M., Heumann E., Huber G., Voss A., Karszewski M., Giesen A., "High-power Tm:YAG thin-disk laser," *International Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO'98)*, San Francisco, Paper CWF46, 1998



- <sup>30</sup> I. Johannsen, S. Erhard, D. Müller, C. Stewen, A. Giesen, and K. Contag, “Nd:YAG thin disk laser,” in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 34, Advanced Solid-State Laser, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 137, 2000.
- <sup>31</sup> N. Berner, A. Diening, E. Heumann, G. Huber, A. Voss, M. Karzewski and A. Giesen, “Tm:YAG: A comparison between end-pumped laser-rods and the ‘thin-disk’-setup,” in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 26, Advanced Solid-State Laser, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 463, 1999
- <sup>32</sup> A. Giesen, G. Hollemann, and I. Johannsen, “Diode-pumped Nd:YAG thin disc laser,” in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 29, 1999
- <sup>33</sup> J. Gao, J. Speiser, and A. Giesen, “25-W diode-pumped continuous-wave quasi-three-level Nd:YAG thin disk laser,” presented at the Adv. Solid-State Photon. 2005 Tech. Dig., Vienna, Austria, Paper TuB34.
- <sup>34</sup> Koch R., Hollemann G., Clemens R., Voelckel H., Giesen A., Voss A., Karzewski M., Stewen C., “Effective near-diffraction-limited diode-pumped thin disk Nd:YVO4 laser,” International Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO’97), (CFE5), Baltimore, OSA Technical Digest Series, Vol. 11, pp. 480, 1997
- <sup>35</sup> G. Hollemann, H. Zimer, A. Hirt, “Pulsed-mode operation of a diode-pumped Nd:YVO4 thin disk laser,” (CFL3), Presented at Conference on Lasers and Electro-optics, San Francisco, 1998
- <sup>36</sup> J. Gao, M. Larionov, J. Speiser, A. Giesen, A. Douillet, J. Keupp, E. M. Rasel, and W. Ertmer, “Nd: YVO4 thin disk laser with 5.8 watts output power at 914 nm,” in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 73, Conference on Lasers and Electro-Optics 2002, Technical Digest, Post-conference ed. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 175, 2002
- <sup>37</sup> Hügel H., Bohn W. L., “Solid State Thin Disk Laser,” Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., Vol. 3574, pp. 15, 1998

- <sup>38</sup> M. Schellhorn, "Performance of a Ho:YAG thin-disc laser pumped by a diode-pumped 1.9 $\mu$ m thulium laser," *Applied Physics B-Lasers and Optics*, Vol. 85, 549, 2006
- <sup>39</sup> Rigo Peters, Christian Kränkel, Klaus Petermann, and Günter Huber, "Broadly tunable high-power Yb:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin disk laser with 80% slope efficiency," *Optics Express*, Vol. 15, No. 11, 2007
- <sup>40</sup> M. Larionov, J. Gao, S. Erhard, A. Giesen, K. Contag, V. Peters, E. Mix, L. Fornasiero, K. Petermann, G. Huber, J. Aus der Au, G. J. Spühler, F. Brunner, R. Pascotta, U. Keller, A.A. Lagatsky, A. Abdolvand, and N.V. Kuleshov, "Thin disk laser operation and spectroscopic characterization of Yb-doped sesquioxides and potassium tungstates," in *OSA Trends in Optics and Photonics*, Vol. 50, *Advanced Solid-State Lasers*, C. Marshall, Ed. Washington, DC: Optical Society of America, p. 625, 2001.
- <sup>41</sup> C. Kränkel, R. Peters, K. Petermann, and G. Huber, "High power operation of Yb:LuVO<sub>4</sub> and Yb:YVO<sub>4</sub> crystals in the thin disk laser setup," presented at the *Adv. Solid-State Photon. Tech. Dig.*, Vancouver, BC, Canada, Paper MA3, 2007
- <sup>42</sup> R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann and G. Huber, "Thin disk laser operation of Yb<sup>3+</sup> doped NaGd(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>," presented at the *Adv. Solid-State Photon. Tech. Dig.*, Vancouver, BC, Paper MA4, 2007
- <sup>43</sup> M. Karszewski, S. Erhard, T. Rupp, A. Giesen, "Efficient high-power TEM<sub>00</sub> mode operation of diode-pumped Yb:YAG thin disk lasers," Presented at *Advanced Solid-State Lasers*, Davos, Switzerland, 2000.
- <sup>44</sup> M. Karszewski, U. Brauch, K. Contag, S. Erhard, A. Giesen, I. Johannsen, C. Stewen, and A. Voss, "100 W TEM<sub>00</sub> operation of Yb:YAG thin disc laser with high efficiency," in *OSA Trends in Optics and Photonics*, Vol. 19, *Advanced Solid-State Laser*, W. R. Bosenberg and M. M. Fejer, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, pp. 296, 1998.
- <sup>45</sup> C. Stolzenburg, M. Larionov, A. Giesen, and F. Butze, "Power scalable single-frequency thin disk oscillator," presented at the *Adv. Solid-State Photon. Tech. Dig.*, Vienna, Austria, Paper TuB40, 2005

- <sup>46</sup> A. Giesen, U. Brauch, M. Karszewski, C. Stewen, and A. Voss, "High Power near-diffraction-limited and single frequency operation of Yb:YAG thin disc laser," in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 1, Advanced Solid-State Laser, S. A. Payne and C. R. Pollock, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, p. 11, 1996
- <sup>47</sup> R. Koch, G. Hollemann, R. Clemens, H. Voelckel, A. Giesen, A. Voss, M. Karszewski, and C. Stewen, "Effective near diffraction limited diode pumped thin disk Nd:YVO<sub>4</sub> laser," in Proc. OSA Tech. Dig. Ser., Conf. Lasers Electro-Opt. Washington, DC: Optical Society of America, p. 480, 1997
- <sup>48</sup> R. Koch, G. Hollemann, R. Clemens, H. Voelckel, and A. Giesen, "Near diffraction limited diode pumped thin disk Nd:YVO<sub>4</sub> laser," in Proc. Laser 1997, SPIE. Vol. 3097, Bellingham, WA: The International Society for Optical Engineering, pp. 633, 1997
- <sup>49</sup> C. Hönninger, G. Zhang, U. Keller, and A. Giesen, "Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers," Opt. Lett., Vol. 20, No. 23, p. 2402, 1995
- <sup>50</sup> R. Paschotta, J. Aus der Au, G. J. Spühler, F. Morier Genoud, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, "Diodepumped passively mode-locked lasers with high average power," Appl. Phys. B, Photophys. Laser Chem., Vol. 70, p. 25, 2000
- <sup>51</sup> G. J. Spühler, J. Aus der Au, R. Paschotta, U. Keller, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, and A. Giesen, "High-power femtosecond Yb:YAG laser based on a power-scalable concept," in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 34, Advanced Solid-State Laser, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, p. 52, 2000
- <sup>52</sup> J. Aus der Au, G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller, "16.2 W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser," Opt. Lett., Vol. 25, p. 859, 2000
- <sup>53</sup> F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innhofer, R. Paschotta, F. Morier Gernoud, U. Keller, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, and N. G. Kuleshov, "240-fs Pulses with 22-W average power from a passively mode-locked thin-disk Yb:KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser," in

OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 73, Conference on Lasers and Electro- Optics, Tech. Dig., Postconference ed. Washington, DC:Optical Society of America, p. 24, 2002

<sup>54</sup> P. Brick, S. Lutgen, T. Albrecht, J. Luft, and W. Späth, “High-efficiency high-power semiconductor disc laser,” Proc. SPIE, Vol. 4993, pp. 50, 2003

<sup>55</sup> J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Caprara, M. Reed and L. Spinelli, “High power optically pumped semiconductor lasers,” in Proc. Solid State Lasers XIII: Technol. Devices, SPIE, Vol. 5332, pp. 143, 2004

<sup>56</sup> E. Innerhofer, T. Sudmeyer, F. Brunner, R. Haring, A. Aschwanden, R. Paschotta, C. Honninger, M. Kumkar, U. Keller, “60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser,” Opt. Lett, Vol. 28, pp. 367, 2003

<sup>57</sup> O. Svelto, Principles of Lasers, Plenum Press, New York, 1998

<sup>58</sup> A.E. Siegman, “How to (maybe) measure laser beam quality,” Presented at Optical Society of America Annual Meeting, Long Beach, 1997

<sup>59</sup> K. Contag, U. Brauch, S. Erhard, A. Giesen, I. Johannsen, M. Karszewski, C. Stewen, and A. Voss, “Simulations of the lasing properties of a thin disk laser combining high output powers with good beam quality,” in Proc. Model. Simul. Higher-Power Laser Syst. IV, SPIE, Vol. 2989, U. O. Farrukh and S. Basu, Eds. Bellingham, WA: The International Society for Optical Engineering, p. 23, 1997

<sup>60</sup> K. Contag, S. Erhard, and A. Giesen, “Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin disk lasers,” in OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 34, Advanced Solid-State Laser, M. M. Fejer, H. Injeyan, and U. Keller, Eds. Washington, DC: Optical Society of America, p. 124, 2000

<sup>61</sup> J. Speiser and A. Giesen, “Numerical modeling of high power continuous wave Yb:YAG thin disk lasers, scaling to 14 kW,” presented at the Adv. Solid-State Photon. Tech.Dig., Vancouver, BC, Canada, Paper WB9, 2007

<sup>62</sup> Anthony E. Siegman, Lasers, University Science Books, Mill Valley, Cal., 1986.

- <sup>63</sup> T. Dascalu and T. Taira, "Highly efficient pumping configuration for microchip solid-state laser," *Optics Express*, Vol. 14, No. 2, pp. 670, 2006
- <sup>64</sup> T. Dascalu, N. Pavel, T. Taira, "90 W continuous-wave diode edge-pumped microchip composite Yb:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> laser," *Applied Physics Letters*, Vol. 83, pp. 4086, 2003
- <sup>65</sup> D.C.Brown, "Yb:YAG Absorption at ambient and cryogenic temperatures," *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, Vol.11, pp. 604, 2005
- <sup>66</sup> <http://www.optoiq.com>
- <sup>67</sup> Xiaodong Xu, Zhiwei Zhao, Pingxin Song, Guoqing Zhou, Jun Xu, and Peizhen Deng, "Structural, thermal, and luminescent properties of Yb-doped Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> crystals," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 21, No. 3, 2004
- <sup>68</sup> David S. Sumida, "Emission Spectra and Fluorescence Lifetime Measurements of Yb:YAG as a Function of Temperature," *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, Vol. 20, 1994
- <sup>69</sup> PhD Thesis M. Larionov, IFSW, Stuttgart
- <sup>70</sup> PhD Thesis K. Contag, IFSW, Stuttgart
- <sup>71</sup> Peizhi Yang, Peizhen Deng and Zhiwen Yin "Concentration quenching in Yb:YAG," *Journal of Luminescence*, Vol. 97, No.1, 2002
- <sup>72</sup> Hongwei Qiu, Peizhi Yang, Jun Dong, Peizhen Deng, Jun Xu and Wei Chen, "The influence of Yb concentration on laser crystal Yb:YAG," *Materials letters*, Vol. 55, No.° 1-2, 2002
- <sup>73</sup> T. Y. Fan, "Heat-Generation in Nd:YAG and Yb:YAG," *IEEE J. Quantum Electron.* Vol. 29, pp. 1457, 1993

- <sup>74</sup> P. Hirsch, A. Howie, R. Nicholson, D. W. Pashley and M. J. Whelan, "Electron microscopy of thin crystals," (Butterworths/Krieger, London/Malabar FL) 1965/1977
- <sup>75</sup> John S. Hartman, Richard L. Gordon, and Delbert L. Lessor, "Quantitative surface topography determination by Nomarski reflection microscopy. 2: Microscope modification, calibration, and planar sample experiments," *Appl. Opt.*, vol. 19, No. 17, pp. 2998, 1980
- <sup>76</sup> Bryn Jeffries and David W. Coutts, "Asymmetric beam shaping of a diode-bar laser for multipass pumping of a thin-crystal laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 22, No. 10, pp. 2121, 2005
- <sup>77</sup> W. A. Clarkson and D. C. Hanna, "Two-mirror beam-shaping technique for high-power diode bars," *Opt. Lett.*, Vol. 21, No. 6, pp. 375, 1996
- <sup>78</sup> J. R. Leger and W. C. Goltsov, "Diode-pumped IR solid-state lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 28, No. 4, pp. 1088, 1992
- <sup>79</sup> T. Graf and J. E. Balmer, "High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar," *Opt. Lett.*, Vol. 18, No. 16, pp. 1317, 1993
- <sup>80</sup> S. Yamaguchi, T. Kobayashi, Y. Saito and K. Chiba, "Collimation of emissions from a high-power multistripe laser-diode bar with multiprism array coupling and focusing to a small spot," *Opt. Lett.*, Vol. 20, No. 8, pp. 898, 1995
- <sup>81</sup> Adolf Giesen and Jochen Speiser, "Fifteen years of work on thin-disk laser: results and scaling laws," *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electron.*, Vol. 13, No. 3, pp. 598, 2007
- <sup>82</sup> Dawei Liang and Rui Pereira, "Large Enhancement in TEM<sub>00</sub> Solar Laser Power by a Light Guide Assembly-Elliptical Cavity," *Technical Digest Series, CLEO/QELS-OSA/IEEE, CTuX4 (EI)*, 2009
- <sup>83</sup> Dawei Liang and Rui Pereira, "Maximizing TEM<sub>00</sub> solar laser power by a light guide assembly – elliptical cavity," *Optics and Laser Technology*, Vol. 41, pp. 687, 2009

- <sup>84</sup> Pereira R. and Liang D., “High conversion efficiency solar laser pumping by a light-guide / 2D-CPC cavity,” *Optics Communications*, Vol. 282, pp. 1385, 2009
- <sup>85</sup> Liang D. and Pereira R., “A simple approach for enhancing the output performance of solar-pumped solid-state lasers,” *International Journal of Optics*, Vol.2009, ID730165, DOI: 10.1155/2009/730165, 2009
- <sup>86</sup> Pereira R., Liang D., “Efficient solar-pumped laser by light-guide/2D-CPC cavity,” *Technical Digest Series, CLEO/QELS-OSA/IEEE, JTuA7 (EI)*, 2008
- <sup>87</sup> Liang D., Pereira R. and Bernardes P., “Enhanced Sun-pumped laser performance by a truncated fused silica elliptical pump cavity,” *Technical Digest Series, CLEO/ Europe-EQEC-EPS*, pp.48 (EI), 2007
- <sup>88</sup> Liang D. and Pereira R., “Diode pumping of a solid-state laser rod by a two-dimensional CPC–elliptical cavity with intervening optics,” *Optics Communications*, Vol. 275, pp. 104, 2007
- <sup>89</sup> Pereira, R., Bernardes, P., Liang, D., “Solid state laser production by flexible fibre optic solar energy transmission and concentration,” *World Renewable Energy Congress IX and Exhibition*, pp. 214, Elsevier, 2006
- <sup>90</sup> Liang, D., Bernardes, P., Pereira, R., “Improving both the output beam quality and the racking error compensation capacity of solar lasers by light guides,” *World Renewable Energy Congress IX and Exhibition*, pp. 210, Elsevier, 2006
- <sup>91</sup> Liang D., Bernardes P. and Martins R., “Sun-Pumped Nd:YAG Laser with Excellent Tracking Error Compensation Capacity,” *Technical Digest Series and Oral Presentation, CLEO/ Europe-EQEC*, 2005
- <sup>92</sup> Bernardes, P., Martins, R., Pires, M. and Liang, D., “Solid State Laser Pumped by Rectangular Light Guides from an Elliptical Cavity,” *ICALEO 2003, 22nd International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, 2003

- <sup>93</sup> Martins, R., Mota, R., Bernardes, P., Liang, D., “Side – Pumped Solar Laser by Optical Fibers,” CLEO Europe – Technical Digest Series, *European Physical Society*, Munich, 2003
- <sup>94</sup> Martins, R., Mota, R., Bernardes, P., Liang, D., Winston, R., “A New Pumping Configuration for Nd:YAG Solar Laser,” Proceedings of SPIE, Vol. 5185, Nonimaging Optics: Maximum Efficiency Light Transfer VII, 2003
- <sup>95</sup> M. Weksler, J. Schwartz, “Solar-pumped solid-state lasers,” IEEE J. Quantum. Electron. Vol. 24, No. 6, pp. 1222, 1988
- <sup>96</sup> R. J. Koshel and I. A. Walmsley, “Non-edge-ray design: Improved optical pumping of lasers,” Opt. Eng. Vol. 43, No.7, pp. 1511, 2004
- <sup>97</sup> R. J. Koshel and I. A. Walmsley, “Modeling of the gain distribution for diode pumping of a solid-state laser rod with nonimaging optics,” Appl. Opt. Vol. 32, No. 9, pp. 1517, 1993
- <sup>98</sup> D. Feuermann, J. M. Gordon, M. Huleihil, “Solar fibre-optic mini-dish concentrators: first experimental results and field experience”, Solar Energy, Vol.72, No. 6, pp. 459, 2002
- <sup>99</sup> D. Liang, S. Duarte, J. Trindade, D. Ferreira and L. F. Monteiro, “High power solar energy transmission by solid-core fused silica light guides,” Proc. SPIE, Vol. 4446, pp. 76, 2001
- <sup>100</sup> M. Lando, J. Kagan, B. Linyekin and V. Dobrsuin, “ A solar pumped Nd:YAG laser in high collection efficiency regime,” Opt. Commun., No. 22, pp. 371, 2003
- <sup>101</sup> C. G. Young, “ A Sun-pumped cw one-watt laser,” Appl. Opt. Vol. 5, No. 6, pp. 993, 1966
- <sup>102</sup> T. Yabe, *et.al.*, “High-efficiency and economical solar-energy-pumped laser with Fresnel lens and chromium codoped laser medium,” Appl. Phys. Lett., Vol. 90, pp. 261120, 2007
- <sup>103</sup> R. J. Koshel and I. A. Walmsley, “Non-edge-ray design: Improved optical pumping of lasers,” Opt. Eng. Vol. 43, No. 7, pp. 1511, 2004
- <sup>104</sup> R. J. Koshel and I. A. Walmsley, “Modeling of the gain distribution for diode pumping of a solid-state laser rod with nonimaging optics,” Appl. Opt. Vol. 32, No. 9, pp. 1517, 1993



# ***Capítulo 9***

## **9. ANEXOS**

## 9.1. ANEXO 1

OPTICAL SYSTEMS | LASERS & MATERIAL PROCESSING | INDUSTRIAL METROLOGY | TRAFFIC SOLUTIONS | DEFENSE & CIVIL SYSTEMS



### Fiber-Coupled Diode Laser Stacks cw, actively cooled with deionized water



JOLD-400-CAXF-6P2

Design 211620126

#### Features:

- High optical output power of 400 W cw
- Fiber core diameter: 600  $\mu\text{m}$  (NA 0.22)
- Integrated pilot laser and power monitor
- Lifetime > 10,000 h, high reliability

#### Applications:

- Pumping of solid-state lasers and fiber lasers
- Material processing

[www.jold.com](http://www.jold.com)

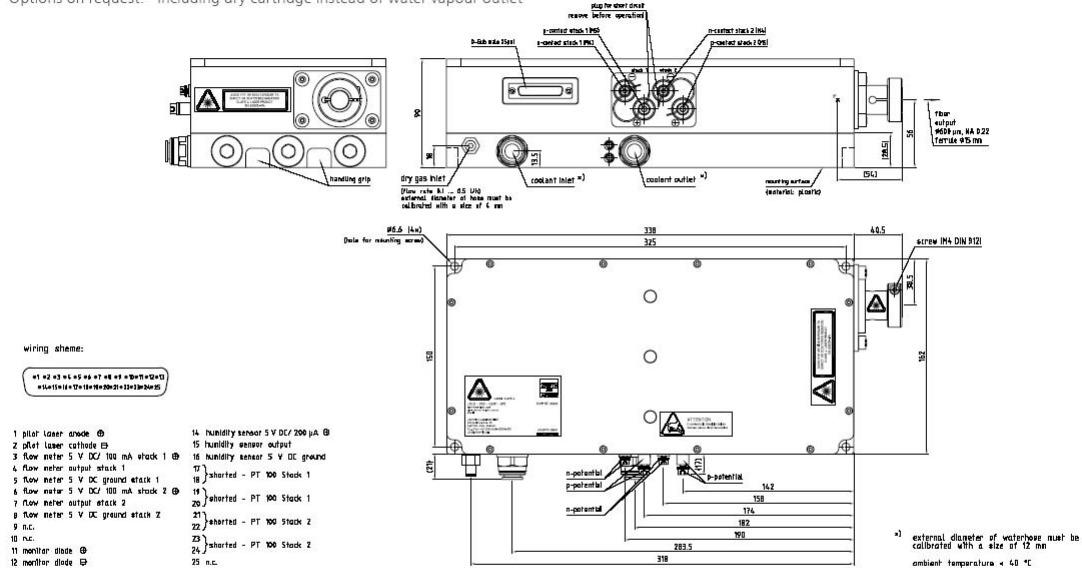
# Fiber-Coupled Diode Laser Stacks

## cw, actively cooled with deionized water

### Specifications (Start of Life)

Product	JOLD-400-CAXF-6P2, Design 211620126				
Operation Mode	cw, power modulation only between threshold and maximum current				
Maximum Optical Output Power	400	400	400	400	W
Center Wavelength at 25 °C	807	915	938	976	nm
Center Wavelength Variation at 25 °C	3	5	5	3	nm
Typical Spectral Bandwidth (FWHM)	5	6	6	6	nm
Maximum Spectral Bandwidth (FWHM)	6	7	7	7	nm
Typical Operation Current	60	60	60	60	A
Maximum Operation Current	70	70	70	70	A
Typical Threshold Current	10	6	6	6	A
Maximum Threshold Current	13	9	9	9	A
Typical Slope	8.0	7.5	7.5	7.5	W/A
Minimum Slope	6.6	6.2	6.2	6.2	W/A
Maximum Operating Voltage	26 (2x13)	26 (2x13)	26 (2x13)	26 (2x13)	V
Fiber Core Diameter, Numerical Aperture	600 µm, NA 0.22				
Fiber Connector	High-power plug with 15 mm ferrule diameter				
Power Monitor	Infineon, SFH 229				
Pilot Laser	0.5 ... 3 mW, 650 nm ± 15 nm, 3 ... 5 V, 40 ± 15 mA, power not adjustable (only for teaching and targeting purposes before laser operation)				
Anode, Cathode Connectors	2x M5, 2x M4 (e.g. socket cap screws ISO 4762); see manual				
Humidity Reduction	Purge gas, water vapor outlet closed with membrane				
Purge Gas	Synthetic air, purity > 99.9997 %, flow rate 0.1 ... 0.5 l/h (10 ... 20 mbar pressure), Ref.: <a href="http://www.airliquide.com">www.airliquide.com</a>				
Purge Gas Connector	Ø 4 mm push-in fitting				
Expected Lifetime	> 10,000 h (constant current)				
Cooling:					
Flow Rate	4.6 l/min ± 0.4 l/min				
Water Temperature	15 ... 35 °C				
Water Pressure	400 kPa maximum inlet and outlet pressure, 150 ... 250 kPa pressure drop				
Water Connectors	Ø 12 mm push-in fittings				
Water Quality	Deionized 2 ... 6 µS/cm, mixed bed ion exchanger, particle filter < 25 µm (not included)				
See General User Information!					

Options on request: Including dry cartridge instead of water vapour outlet



**JENOPTIK | Lasers & Material Processing**  
**JENOPTIK Laserdiode GmbH**  
 Goeschwitzer Strasse 29 | 07745 Jena | Germany  
 Phone: +49 3641 65-4300 | Fax: +49 3641 65-4392  
 E-mail: jold@jenoptik.com | www.jold.com



07/2009 Specifications may change in compliance with our quality management system.

## 9.2. ANEXO 2

OPTICAL SYSTEMS | LASERS & MATERIAL PROCESSING | INDUSTRIAL METROLOGY | TRAFFIC SOLUTIONS | DEFENSE & CIVIL SYSTEMS



### Fiber-Coupled Diode Lasers

cw, passively cooled with tap water, new: 880 nm



JOLD-75-CPXF-2P W

Design 215531224 | 215531124

#### Features:

- High optical output power of 75 W cw
- Fiber core diameter: 400  $\mu\text{m}$  | 600  $\mu\text{m}$  (NA 0,22)
- Integrated pilot laser and power monitor
- Long lifetime > 20,000 h, high reliability

#### Applications:

- Pumping of solid-state lasers and fiber lasers
- Material processing
- Medical applications

[www.jold.com](http://www.jold.com)

# Fiber-Coupled Diode Lasers

cw, passively cooled with tap water, new: 880 nm

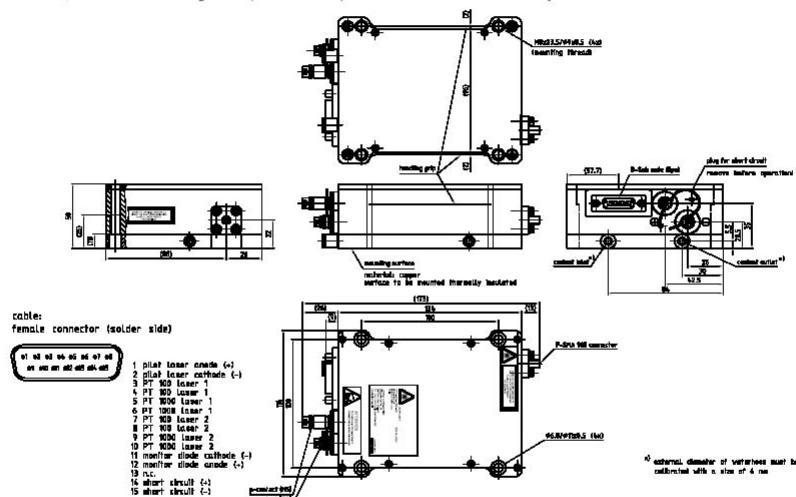
## Specifications (Start of Life)

### Product

JOLD-75-CPXF-2P W, Design 215531224 / 215531124

Operation Mode	cw, power modulation only between threshold and maximum current					
Maximum Optical Output Power	75	75	75	75	75	W
Center Wavelength at 25 °C	808	880	915	938	976	nm
Center Wavelength Variation at 25 °C	3	3	5	5	3	nm
Typical Spectral Bandwidth (FWHM)	5	5	5	5	5	nm
Maximum Spectral Bandwidth (FWHM)	6	6	6	6	6	nm
Typical Operation Current	59	60	60	60	64	A
Maximum Operation Current	65	66	66	66	70	A
Typical Threshold Current	10	9	6	6	6	A
Maximum Threshold Current	13	12	9	9	9	A
Typical Slope	1.6	1.5	1.4	1.4	1.3	W/A
Minimum Slope	1.3	1.3	1.2	1.2	1.1	W/A
Maximum Operating Voltage	4.5	4.5	4.5	4.5	4.5	V
Fiber Core Diameter, Numerical Aperture	<b>Design 215531224:</b> 400 µm, NA 0.22; free standing fiber inside F-SMA 905 towards the module <b>Design 215531124:</b> 600 µm, NA 0.22					
Fiber Connector	F-SMA 905, potential free; <b>metal armored patchcord only!</b>					
Power Monitor	Infineon, SFH 229					
Pilot Laser	0.5 ... 3 mW, 650 nm ± 15 nm, 3 ... 5 V, 40 ± 15 mA, power not adjustable (only for teaching and targeting purposes before laser operation)					
Anode, Cathode Connectors	M5, M4 (e.g. socket cap screws ISO 4762)					
Signal Connector	D-Sub, male, 15 pin					
Operation Conditions	Non-condensing atmosphere					
Expected Lifetime	> 20,000 h (constant current), partly under qualification					
<b>Cooling:</b>						
Flow Rate	> 3 l/min					
Water Temperature	8 ... 23 °C					
Water Pressure	400 kPa maximum inlet and outlet pressure, < 80 kPa pressure drop					
Water Connectors	Ø 6 mm (OD) push-in fittings					
Water Quality	Industrial water, unfiltered up to a particle size of 0.5 mm					
Diode Laser Operating Temperature	15 ... 30 °C, measured with internal temperature sensor					
Integrated Temperature Sensor	PT 100 and PT 1000, separately for each diode laser					
Note	Specify exact wavelength needed with your order					
	<b>See General User Information!</b>					

Options on request: 88x nm; for additional designs or specifications please visit our website: [www.jold.com](http://www.jold.com)



JENOPTIK | Lasers & Material Processing  
JENOPTIK Laserdiode GmbH  
Goeschitzer Strasse 29 | 07745 Jena | Germany  
Phone: +49 3641 65-4300 | Fax: +49 3641 65-4392  
E-mail: [jold@jenoptik.com](mailto:jold@jenoptik.com) | [www.jold.com](http://www.jold.com)



07/2009 Specifications may change in compliance with our quality management system.

### 9.3. ANEXO 3

